

AD-A169 553

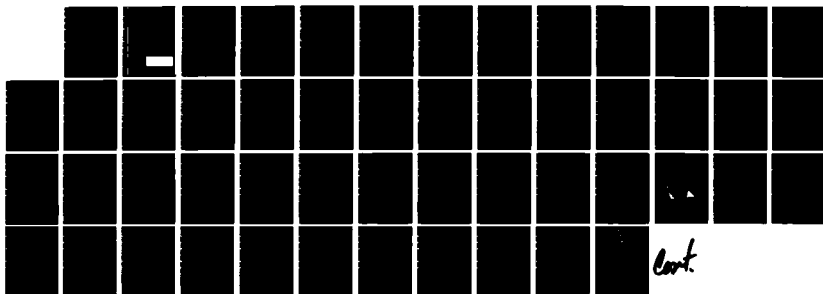
METHODE DES RAYONS AVEC CALCUL D'INTENSITE APPLIQUEE A
LA PROPAGATION ANO. (U) DEFENCE RESEARCH ESTABLISHMENT
VALCARTIER (QUEBEC) D DION JUN 86 DREV-4487/86

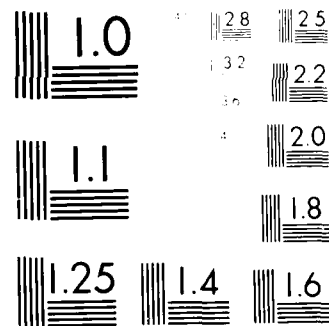
1/2

UNCLASSIFIED

F/G 28/14


NL





1.0 1.1 1.25 1.4 1.6 1.8 2.0 2.2 2.5 2.8 3.2 3.6 4.0

AD-A169 553

 National Defence
Défense nationale

UNCLASSIFIED
UNLIMITED DISTRIBUTION

CRDV REPORT 4407 86
FILE 3632D 005
JUNE 1986

CRDV RAPPORT 4407 86
DOSSIER 3632D 005
JUN 1986

METHODE DES RAYONS AVEC CALCUL D'INTENSITE
APPLIQUEE A LA PROPAGATION "ANORMALE"

D. Dion

DTIC FILE COPY

RESEARCH AND DEVELOPMENT BRANCH
DEPARTMENT OF NATIONAL DEFENCE
CANADA

BUREAU RECHERCHE ET DEVELOPPEMENT
MINISTERE DE LA DEFENSE NATIONALE
CANADA

Defence Research Establishment
Centre de recherches pour la Défense,
Valcartier, Québec

Canada

SANS CLASSIFICATION
DISTRIBUTION ILLIMITEE

86 7 14 104

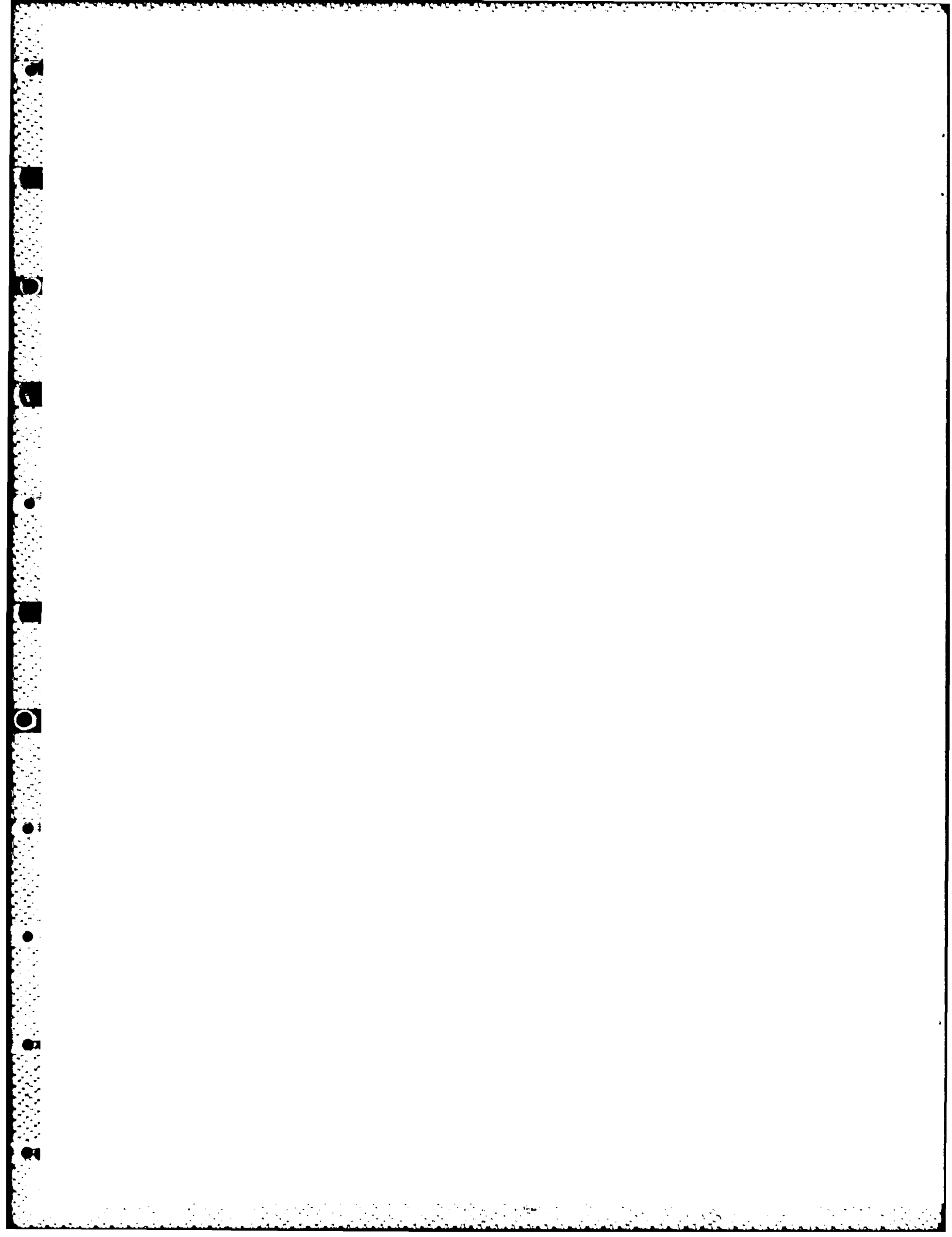
CRDV R-4407/86
DOSSIER: 3632D-005

D. Dion

Tel: (418) 844-4271

June/juin 1986

SANS CLASSIFICATION



ABSTRACT

A ray-tracing theory incorporating the ray intensity calculation has recently been developed at DREV. In this report, we study the applicability of this new ray theory to radar propagation. Using this theory, we tried to characterize the "anomalous" behavior of the propagation due to the refractivity of the troposphere.

This report summarizes the ray theory and the validity of this approach for the study of radar propagation. A computer model has been developed to calculate ray trajectories and intensities. Considering the case of a simple surface duct, the results have shown that the intensity computation is an effective and powerful way of detecting and locating in space such singular propagation phenomena as caustics and radio holes.

RÉSUMÉ

Une théorie des rayons permettant le calcul d'une intensité associée à un rayon a été récemment développée au CRDV. Dans ce rapport, on étudie l'applicabilité de cette nouvelle théorie des rayons à la propagation radar. A l'aide de la théorie, on a tenté de caractériser les phénomènes anormaux de propagation causés par la réfractivité dans la troposphère.

Ce rapport rappelle la théorie et la validité de cette approche pour l'étude de la propagation radar. Un module informatique a été développé pour calculer la trajectoire de rayons et leur intensité. Considérant le cas d'un conduit de surface simple, les résultats montrent que le calcul de l'intensité est un moyen efficace de détecter et de situer dans l'espace les phénomènes singuliers tels les caustiques et les trous radio.

TABLE DES MATIÈRES

ABSTRACT/RÉSUMÉ	1
1.0 INTRODUCTION	1
2.0 THÉORIE DES RAYONS ET DU CALCUL DE L'INTENSITÉ	3
2.1 Equations d'un rayon	3
2.2 Equations de l'intensité	4
3.0 VALIDITÉ DE LA THÉORIE DES RAYONS	6
4.0 APPLICATION DE LA THÉORIE À LA PROPAGATION TROPOSPHÉRIQUE . .	10
4.1 Conditions initiales	12
4.2 Calcul de l'intensité après réflexion	14
5.0 MODULE INFORMATIQUE	18
5.1 Les entrées-sorties	19
5.2 Le déroulement des opérations	19
5.3 Structure du logiciel	21
6.0 ÉTUDE DU CAS D'UN CONDUIT DE SURFACE SIMPLE	23
6.1 Tracé des trajectoires des rayons	25
6.2 Comportement de l'intensité des rayons près d'un trou radio	28
6.3 Comportement de l'intensité à la rencontre d'une caustique	31
7.0 DISCUSSION ET CONCLUSION	34
8.0 TRAVAUX FUTURS	37
9.0 REMERCIEMENTS	37
10.0 RÉFÉRENCES	38
FIGURES 1 à 8	
TABLEAUX I à V	
ANNEXE A - Equation eikonal dérivée des équations de Maxwell dans le cas où la polarisation est linéaire et invariante	40

1.0 INTRODUCTION

La réfractivité de l'air joue un rôle considérable dans la détection électromagnétique; elle peut même devenir dans certains cas le facteur dominant. Les références 1 et 2 résument les différents phénomènes électromagnétiques que provoque la variation de l'indice de réfraction dans la troposphère. La référence 2 précise de plus de quelle façon ils sont reliés aux conditions atmosphériques. Les phénomènes les plus importants à signaler sont les conduits et les "trous radio". En effet, on peut assister à une forte augmentation de la couverture radar dans une certaine zone pendant qu'une zone voisine présente un affaiblissement marqué de celle-ci. De plus, un conduit est constitué de rebondissements multiples de la radiation qui s'entre-lacent pour former des caustiques. Il devient alors très complexe de tenter d'évaluer la performance des systèmes de communication ou de détection dans ces conditions. Ces phénomènes étant très fréquents en mer, il est d'intérêt pour la marine de rechercher des méthodes simples permettant de les caractériser.

Des équations d'intégration de rayons sur la phase et une méthode de calcul de l'"intensité" sur un rayon ont été développées au CRDV (réf. 3-4). Cette théorie récente des rayons permet de représenter élégamment le rayonnement électromagnétique en milieu hétérogène (i.e. à indice de réfraction variable). En particulier, la disponibilité de la phase et de l'intensité permet de sommer directement les contributions de plusieurs rayons arrivant en un même point. Par définition, l'intensité est la densité de puissance par unité de surface en un point de l'espace. Dans la théorie classique de l'électromagnétisme, elle correspond à la grandeur du vecteur de Pointing. Dans la théorie des rayons, elle constitue une mesure directe de la concentration de rayons autour du rayon considéré. Jusqu'ici dans les ouvrages de modélisation de la propagation employant la théorie des rayons, des approches indirectes ou empiriques ont été utilisées pour évaluer l'intensité du champ. Comme l'intensité est reliée à la den-

sité de rayons autour d'un point, une technique de calcul répandue consiste à émettre des rayons (en l'occurrence quatre) avec un léger déplacement dans les axes de tir pour évaluer l'éparpillement résultant des rayons sur une section normale autour du point (réf. 5). Ceci implique qu'on doit répéter le processus en chaque point d'intérêt. Une autre solution est simplement de considérer, en première approximation, un éparpillement cylindrique (en $1/r$) à l'intérieur d'un conduit et sphérique (en $1/r^2$) à l'extérieur (réf. 6-7). D'autre part, on a cherché depuis les deux dernières décennies des moyens d'étendre la théorie des rayons pour calculer l'intensité au delà de surfaces réfléchissantes et réfractantes (réf. 8 à 11). Les approches développées sont relativement complexes et elles ne s'appliquent pour la plupart qu'à des cas particuliers.

Le but de la présente étude est de démontrer l'applicabilité de la théorie, principalement en ce qui concerne le calcul de l'intensité, dans les conditions de propagation dites "anormales" décrites plus haut. Nous verrons qu'il est possible à l'aide de procédés simples de détecter et localiser les phénomènes singuliers de la propagation permettant ainsi de caractériser, voire paramétriser, le patron de rayonnement. Comme dans la plupart des cas les phénomènes naissent à la suite de réflexions, une méthode permettant de poursuivre le calcul de l'intensité à la suite d'une réflexion a dû être imaginée.

Au chapitre 2, on rappelle brièvement la théorie des rayons développée au CRDV et au chapitre 3, on discute de la capacité de cette théorie de représenter la propagation radar. Le chapitre 4 présente les développements qu'implique l'application de notre théorie à la propagation troposphérique. La méthode développée qui permet de poursuivre le calcul d'intensité après réflexions y est exposée. Au chapitre 5, on décrit un module informatique réalisant l'intégration suivant la théorie développée. Ce module possède des caractéristiques nouvelles si on le compare aux modèles proposés dans la littérature (réf. 5, 6, 12). Il ne présente, entre autres, aucune restriction sur

le profil de l'indice de réfraction $n(r,h)$. Aussi, une terre ronde est considérée (quoiqu'il soit possible de définir d'autres formes de terrains) et le calcul de la réflexion tient compte intrinsèquement de la divergence du rayonnement qui en résulte. Enfin, on démontre au chapitre 6 la validité et l'efficacité de l'approche en traitant le cas d'un conduit de surface produit par un type de profil de réfractivité simplifié mais d'usage répandu. Des techniques permettant d'identifier des régions singulières sont également présentées dans ce chapitre.

Ce travail a été effectué au CRDV entre juin 1984 et août 1985 dans le cadre du NCP 32D05, Complémentarité des systèmes optoélectroniques et radars pour la défense des navires.

2.0 THÉORIE DES RAYONS ET DU CALCUL DE L'INTENSITÉ

2.1 Equations d'un rayon

En développant le principe de Fermat (réf. 13), nous obtenons l'équation suivante dite "eikonal" qui constitue le fondement de l'optique géométrique:

$$(\nabla\phi(x, y, z))^2 = n^2(x, y, z) \quad [2.1]$$

où n est l'indice de réfraction caractérisant le milieu de propagation et ϕ une fonction scalaire de position. Les rayons sont définis comme étant les trajectoires tirées orthogonalement aux surfaces $\phi = \text{cte}$. Ces surfaces correspondent ainsi à des "fronts d'onde" optiques.

Soit \vec{r} un vecteur position dans l'espace, on peut écrire:

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi|} = \frac{\nabla\phi}{n} = \vec{\rho}_s \quad [2.2]$$

où $\vec{\rho}_s$ est un vecteur tangent au parcours d'un rayon. En démontrant que:

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = n \frac{d\vec{r}}{d\phi} \quad [2.3]$$

Blanchard et Otis (réf. 3) en dérivent une équation différentielle du second ordre qui décrit le chemin "optique" emprunté par le rayon. Elle s'écrit:

$$n \frac{d}{d\phi} \left(n^2 \frac{d\vec{r}}{d\phi} \right) = \vec{\nabla} n \quad [2.4]$$

Cette expression a la particularité d'utiliser ϕ comme variable d'intégration au lieu de s : le parcours géométrique. Elle peut être transformée en deux équations du premier ordre pour permettre son intégration sur ordinateur. On aura alors:

$$\frac{d\vec{r}}{d\phi} = \vec{\rho}_\phi = \vec{\rho} \quad [2.5a]$$

$$\frac{d\vec{\rho}}{d\phi} = (\vec{\nabla} n - 2n^2(\vec{\nabla} n \cdot \vec{\rho})\vec{\rho})/n^3 \quad [2.5b]$$

2.2 Equations de l'intensité

En poursuivant l'approche de Ugincius (réf. 14), Blanchard (réf. 4) propose une méthode pour évaluer la variation de l'intensité causée par l'éparpillement géométrique des rayons en milieu hétérogène, au cours de l'intégration des rayons.

Ugincius définit deux nouveaux vecteurs, a et b , qui lors de l'intégration propageront l'information sur la dispersion des rayons voisins. Ces vecteurs sont:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{r}}{d\omega} \quad [2.6]$$

$$\text{et } \vec{b} = \frac{d\vec{r}}{d\theta}; \quad [2.7]$$

où ω et θ sont des paramètres quelconques d'identification des rayons dans l'espace. Par exemple, dans le cas où des rayons émaneraient d'un plan, le couple (ω, θ) pourrait être les coordonnées cartésiennes (x, y) des points d'intersection des rayons et du plan.

Ainsi, \vec{a} et \vec{b} détiennent, à un ϕ donné sur un rayon (ω_1, θ_1) , de l'information sur l'écart de position qui existerait dans les deux directions \vec{a} et \vec{b} entre un rayon lancé à $(\omega + d\omega, \theta + d\theta)$ et la position $\vec{r}(\phi)$ sur ce rayon.

On montre dans la réf. 4 que l'intensité le long d'un rayon est alors décrite par:

$$I(\phi) = [n(\vec{a} \times \vec{b}) \cdot \vec{\rho}]^{-1} \Big|_{\phi} \quad [2.8]$$

En pratique, lorsque les rayons se croisent, à la suite d'une réflexion ou en traversant une caustique, \vec{a} ou \vec{b} changeront de direction, donc de signe. On assiste en définitive à un renversement de l'onde sur elle-même. Pour éviter d'avoir un $I(\phi)$ négatif, il est préférable de considérer $|\vec{a} \times \vec{b}|$ au lieu de $(\vec{a} \times \vec{b})$ dans les calculs. Cette question de renversement d'onde sera rediscutée au chapitre suivant.

Les vecteurs $\vec{a}(\phi)$ et $\vec{b}(\phi)$ sont décrits par des équations différentielles du second ordre qui peuvent être représentées, à la manière de [2.5], sous la forme de deux équations du premier ordre pour des raisons de calcul numérique. On a pour \vec{a} :

$$\frac{d\vec{a}}{d\phi} = (\vec{a} - 2n(\nabla n \cdot \vec{a})\vec{\rho})/n^2 \quad [2.9a]$$

$$\text{et } \frac{d\vec{a}}{d\vec{r}} = (n(H_n(\vec{r}) \cdot \vec{a}) - (\nabla n \cdot \vec{a}) \nabla n) / n^2 \quad [2.9b]$$

où $H_n(\vec{r})$ est le Hessien de n à \vec{r} . Il s'écrit:

$$H_n(\vec{r}) = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} & \frac{\partial^2 n}{\partial y \partial x} & \frac{\partial^2 n}{\partial z \partial x} \\ \frac{\partial^2 n}{\partial x \partial y} & \frac{\partial^2 n}{\partial y^2} & \frac{\partial^2 n}{\partial z \partial y} \\ \frac{\partial^2 n}{\partial x \partial z} & \frac{\partial^2 n}{\partial y \partial z} & \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \end{vmatrix}. \quad [2.10]$$

De la même façon pour \vec{b} , on aura:

$$\frac{d\vec{b}}{d\vec{r}} = (\vec{\beta} - 2n(\nabla n \cdot \vec{b}) \vec{\rho}) / n^2 \quad [2.11a]$$

$$\text{et } \frac{d\vec{\beta}}{d\vec{r}} = (n(H_n(\vec{r}) \cdot \vec{b}) - (\nabla n \cdot \vec{b}) \nabla n) / n^2. \quad [2.11b]$$

Les éq. 2.5, 2.9 et 2.11 forment ainsi un système de 18 équations différentielles du premier ordre décrivant dans l'espace l'évolution du parcours des rayons et de leur intensité propre causée par la réfractivité. Le milieu de propagation est défini par une fonction d'indice de réfraction $n(\vec{r})$ qui peut être quelconque.

3.0 VALIDITÉ DE LA THÉORIE DES RAYONS

Les équations (ou lois) de Maxwell constituent la théorie fondamentale pour décrire la radiation d'énergie. Elles présentent le phénomène sous la forme de champ et d'onde électro-magnétiques. L'optique géométrique, pour sa part, ne se penche pas d'aussi près sur la nature même du phénomène. En particulier, elle fait abstraction du concept d'onde qui nous permet d'expliquer et de décrire l'interférence et la diffraction, et de représenter les effets de la polarisation.

Elle apparaît donc incomplète sur ce plan. Par contre, vu sa simplicité il est grandement avantageux d'y faire appel le plus possible. Il importe donc de déterminer dans quelle mesure l'optique géométrique peut représenter la propagation radar.

Depuis le début du XX^e siècle, on a cherché un lien entre la théorie de Maxwell et celle des rayons; soit pour en arriver à des équations semblables à celles de Maxwell en développant le principe de Fermat (réf. 13), soit en dérivant l'équation eikonal à l'aide de la théorie de l'électromagnétisme.

Suivant cette seconde voie, Born et Wolf (réf. 15) ont adopté les expressions suivantes pour représenter les champs électrique \vec{E} et magnétique \vec{H} :

$$\vec{E} = \vec{E}_r e^{j(k_0 \phi(\vec{r}) - \omega t)} \quad [3.1]$$

$$\vec{H} = \vec{H}_r e^{j(k_0 \phi(\vec{r}) - \omega t)} \quad [3.2]$$

où k_0 appelé "nombre d'onde" est égal à $2\pi/\lambda$. Ces auteurs stipulent que ces expressions représentent bien le champ produit dans le vide par un dipôle monochromatique et mesuré à une distance de plusieurs longueurs d'onde avec normalisation du moment dipolaire. Ils démontrent que, dans le cas général où \vec{E}_r est complexe, la polarisation pouvant être elliptique, on parvient à l'équation eikonal en solutionnant les équations de Maxwell seulement dans les conditions suivantes:

$$-k_0 \gg \left| \nabla \times \vec{E}_r \right| \quad [3.3a]$$

$$-k_0 \gg \left| \nabla \times \vec{H}_r \right| \quad [3.3b]$$

$$-k_0 \gg E_r \cdot \nabla \ln \epsilon + \nabla \cdot \vec{E}_r \quad [3.3c]$$

$$-k_0 \gg \vec{H}_r \cdot \nabla \ln \mu + \nabla \cdot \vec{H}_r \quad [3.3d]$$

c'est-à-dire, à la condition que la longueur d'onde λ soit petite devant le rotationnel de \vec{E}_r et de \vec{H}_r , la variation des caractéristiques du milieu (ϵ et μ) et la variation du champ. C'est pourquoi il est généralement admis que l'optique géométrique n'est qu'une approximation qui n'est valide que lorsque $\lambda \rightarrow 0$ (ou $k_0 \rightarrow \infty$). Ainsi, en effet, la longueur d'onde et par conséquent le concept d'onde s'éteint.

Cependant, dans le cas particulier où l'on considère une polarisation linéaire et invariante de l'onde (avec \vec{E}_r réel), on peut obtenir l'équation eikonal par un développement semblable sans aucune approximation sur k_0 ! Le développement est présenté à l'annexe A. Est-ce donc alors qu'une question de polarisation ou encore de permittivité (voir l'annexe)? Prenons garde de conclure trop rapidement. Il advient que l'expression très répandue et choisie ici pour décrire les champs \vec{E} et \vec{H} (éq. 3.1 et 3.2) ne représente en réalité qu'une classe très restreinte de champs électromagnétiques; en particulier en supposant que \vec{E}_r est indépendant de k_0 . Cette forme est, en fait, la généralisation de l'onde plane ou encore sphérique en remplaçant \vec{E}_r par \vec{E}_r/r (où r est la distance parcourue). Elle permet de les représenter parfaitement. On peut ainsi en toute légitimité emprunter la théorie des rayons dans la mesure où l'approximation d'onde plane ou sphérique est valide. Aussi, dans la pratique on applique très souvent le modèle de l'onde plane pour simplifier (ou souvent même pour nous permettre de l'aborder tout simplement) le traitement d'un phénomène électromagnétique dans des situations où l'onde n'est plus nécessairement purement plane. C'est selon cette approche, par exemple, qu'ont été dérivées les expressions du coefficient de réflectivité de la radiation contre un diélectrique utilisé dans les calculs de propagation (réf. 24).

Nous jugeons alors préférable de qualifier l'onde de "quasi-planéité" ou "quasi-sphéricité" pour dénoter les cas où l'emploi de l'optique géométrique est justifiable. La quasi-planéité ou sphéricité s'estime à l'échelle de l'onde dont la dimension se mesure en nombre d'onde (k_0) ou longueur d'onde (λ). Ces caractéristiques de l'onde s'effondrent lorsque le milieu ou l'amplitude du champ, ou les deux varient de façon appréciable en deçà de ces unités. C'est le cas lors de la formation de caustiques où l'intensité de la radiation varie considérablement à l'intérieur d'une longueur d'onde. Bien qu'il ne soit pas déraisonnable de continuer à décrire à l'aide de rayons le parcours de la radiation, il n'est plus possible de tenter d'évaluer son amplitude. Tomljanovich (réf. 16) estime que l'optique géométrique demeure valide jusqu'à environ 10 ou 20 longueurs d'onde autour d'une caustique. Plus près, on doit faire appel à la théorie classique de l'électromagnétisme. Plusieurs auteurs ont étudié ce problème du calcul de l'énergie au voisinage des caustiques. Les références 17 et 18 sont parmi les plus connues. L'intensité montrerait de rapides oscillations (battements) en traversant une caustique due aux franges d'interférences de plus en plus rapprochées. Cette question, qui constitue en elle-même un domaine de recherche, déborde du cadre du présent rapport.

Il est possible d'étendre la théorie classique des rayons pour représenter le phénomène d'interférence qui est l'augmentation ou la diminution de l'amplitude résultant de la superposition de rayons due aux trajets multiples. Comme l'intégration s'effectue directement en relation avec ϕ , on y parvient en concevant le chemin optique du rayon subdivisé en unités d'onde auxquelles on associe une forme sinusoïdale; la phase de l'onde étant donnée par $k_0 \phi$. Un rayon n'est donc plus uniquement qu'un fil unidimensionnel mais il possède désormais une orientation en plus de sa direction. Dans notre modèle, cette orientation nous est donnée par les vecteurs \vec{a} et \vec{b} . L'intensité de la radiation à l'intersection de rayons est alors obtenue par la sommation complexe (amplitudes et phases) des n rayons impliqués. On aura:

$$I_T^{\frac{1}{2}} = \text{Réel} \{ A_1 e^{jk_o \phi_1} + A_2 e^{jk_o \phi_2} + \dots + A_n e^{jk_o \phi_n} \} \quad [3.4]$$

Le gain en amplitude résultant variera entre 0 et $2n$; ce qui correspond à un gain en intensité variant de 0 à $4n$. Lorsqu'un rayon traverse une caustique, on s'aperçoit qu'il est tourné sur lui-même. Ceci est indiqué dans notre modèle par le changement d'orientation des vecteurs \vec{a} ou \vec{b} . On assisterait donc à un déphasage de $\pi/2$. Les références 2 et 5 prédisent en effet ce déphasage. Il est à remarquer que le même phénomène est observé lors d'une réflexion.

La théorie des rayons ne permet cependant pas de représenter la diffraction qui explique la présence d'énergie dans les zones ombragées. Cette théorie montre en effet des transitions nettes entre présence et absence d'énergie. Par exemple, un trou radio est clairement délimité et il définit une région de l'espace où l'énergie est totalement absente. On sait cependant qu'en réalité il sera imprégné du champ de diffraction. Comme l'intensité de ce champ diminue avec la longueur d'onde, on est amené à considérer, du moins sur ce point, l'optique géométrique comme un cas limite (lorsque que $\lambda \rightarrow 0$) de la théorie de l'  lectromagn  tisme. Toutefois, dans la plupart des cas en pratique, le champ non nul mesuré dans un trou radio provient principalement des fuites causées par les irrégularités non considérées de la surface réfléchissante et du milieu.

4.0 APPLICATION DE LA THÉORIE    LA PROPAGATION TROPOSPHÉRIQUE

Ce chapitre présente les développements qu'entraîne l'application de la théorie (décrite au chapitre 2)    la propagation troposphérique. Nous déterminerons les conditions initiales requises pour l'intégration des équations différentielles et nous exposerons une méthode qui permet de poursuivre l'intégration après réflexions de l'onde.

Dans la troposphère, nous considérons que le milieu de propagation est homogène en azimut. La fonction d'indice de réfraction décrivant le milieu ne dépend alors que de l'élévation (h) et de la distance radiale à l'antenne (d). Dans un référentiel cartésien dont l'origine est située à l'antenne, elle peut s'écrire:

$$n(\vec{r}) = n(d, h) \quad \text{où} \quad d = \sqrt{x^2 + y^2} \quad [4.1]$$

$$\text{et} \quad h = z$$

Dans ce cas, nous n'avons qu'à déterminer le rayonnement uniquement dans un plan transversal au sol pour représenter entièrement la propagation.

En pratique, l'indice de réfraction qui est mesuré à l'aide de ballons sondes n'est en fait donné, la plupart du temps, qu'en fonction de l'élévation. Cette simplification est particulièrement justifiée en mer où généralement le gradient de l'indice selon d est environ 100 fois inférieur à celui selon h . Ceci explique pourquoi dans l'ensemble les modèles de propagation existants ne considèrent que la variation de n en élévation. Aussi, la simplification de la fonction de réfractivité réduit considérablement la complexité et la lourdeur des calculs quelle que soit la théorie adoptée pour représenter la propagation. L'étude d'un profil plus détaillé se révélait impraticable il y a quelques années seulement.

Le gradient selon d devient cependant significatif près des côtes en raison des influences topographiques sur la circulation de l'air à faible altitude (réf. 19). Notre modèle de n nous permet donc d'étudier les effets encore peu explorés de cette composante radiale du gradient.

4.1 Conditions initiales

La valeur initiale des variables d'intégration des équations différentielles constituant notre modèle dépend du patron de radiation spatial défini à l'émission. Nous considérerons le cas d'une émission sphérique, dite isotropique, qui sert de référence dans le domaine des antennes. Le référentiel utilisé est montré à la fig. 1 et l'antenne est située à l'origine du système de coordonnées. Soit une sphère infinitésimale de rayon ds centrée à l'origine, un point \vec{r} sur la sphère est représenté, en cartésien, en fonction des paramètres d'identification ω et θ selon:

$$\vec{r} \Big|_{ds} = ds(\cos\omega \cos\theta, \sin\omega, \cos\omega \sin\theta) \quad [4.2]$$

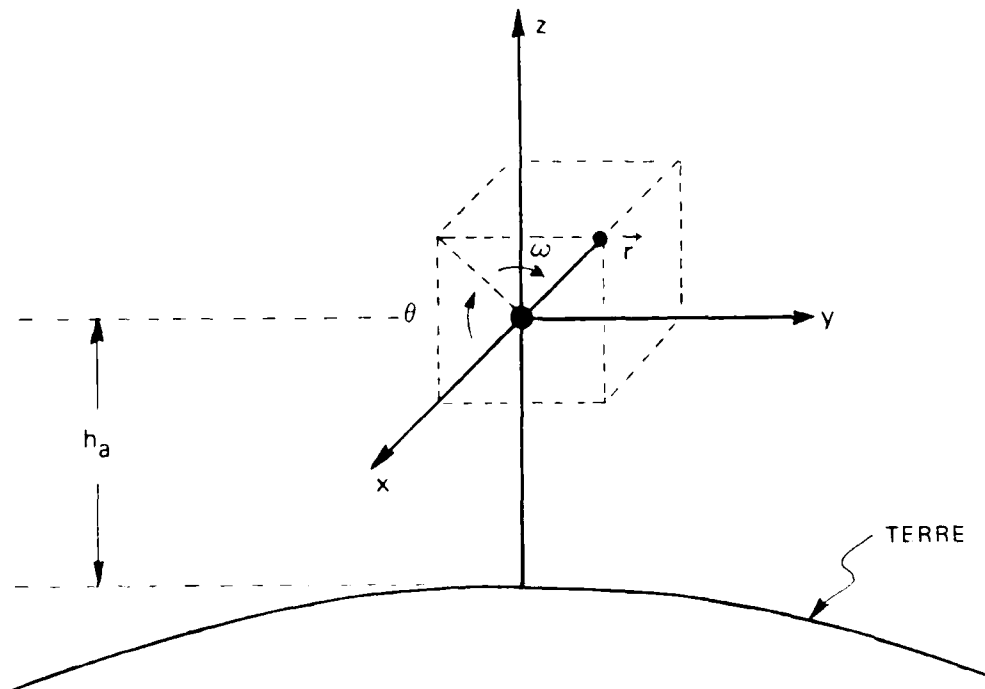


FIGURE 1 - Le référentiel utilisé

On obtient alors $\vec{\rho}$, \vec{a} et \vec{b} à l'aide de leur définition respective donnée aux éq. 2.5, 2.6 et 2.7. On aura:

$$\vec{\rho} \Big|_{ds} = \frac{1}{n_{ds}} \frac{d\vec{r}_o}{ds} = \frac{1}{n_{ds}} (\cos\omega \cos\theta, \sin\omega, \cos\omega \sin\theta) \quad [4.3]$$

où $n_{ds} = n(\vec{r}_{ds})$,

$$\vec{a} \Big|_{ds} = ds(-\sin\omega \cos\theta, \cos\omega, -\sin\omega \sin\theta) \quad [4.4]$$

$$\text{et } \vec{b} \Big|_{ds} = ds(-\cos\omega \sin\theta, 0, \cos\omega \cos\theta) \quad [4.5]$$

Les valeurs des paramètres à l'origine s'obtiennent en procédant au passage à la limite $ds \rightarrow 0$. On a ainsi,

$$\vec{r}_o = (0, 0, 0) \quad [4.6a]$$

$$\vec{\rho}_o = \frac{1}{n_o} (\cos\omega \cos\theta, \sin\omega, \cos\omega \sin\theta) \quad [4.6b]$$

$$\vec{a}_o = (0, 0, 0) \quad [4.6c]$$

$$\vec{b}_o = (0, 0, 0). \quad [4.6d]$$

$$\text{Comme } \frac{d\vec{a}}{d\phi} = \frac{d}{d\phi} \left(\frac{d\vec{r}}{d\omega} \right) = \frac{d}{d\omega} \left(\frac{d\vec{r}}{d\phi} \right) = \frac{d}{d\omega} \vec{\rho}$$

on calcule \vec{a}_o en l'isolant dans l'éq. 2.9a. On obtient:

$$\vec{a}_o = n_o(-\sin\omega \cos\theta, \cos\omega, -\sin\omega \sin\theta). \quad [4.7]$$

De façon similaire $\frac{d\vec{b}}{d\phi} = \frac{d\vec{\rho}}{d\theta}$, et en utilisant l'éq. 2.11a on obtient pour \vec{b}_o :

$$\vec{b}_o = n_o(-\sin\theta \cos\omega, 0, \cos\theta \cos\omega). \quad [4.8]$$

Dans l'hypothèse d'homogénéité azimutale, les expressions pour $\vec{\rho}_0$, $\vec{\alpha}_0$ et $\vec{\beta}_0$ peuvent être simplifiées. En effet, en ne considérant que le plan correspondant à $\omega = 0$, on aura:

$$\vec{\rho}_0 = \frac{1}{n_0} (\cos 0, 0, \sin 0) \quad [4.9a]$$

$$\vec{\alpha}_0 = (0, n_0, 0) \quad [4.9b]$$

$$\vec{\beta}_0 = n_0 (-\sin 0, 0, \cos 0) \quad [4.9c]$$

Il est intéressant de remarquer que $\vec{\alpha}_0$ est constant puisque:

$$\nabla n \cdot \vec{a} = H_n \cdot \vec{a} = 0,$$

et que l'écartement des rayons dans la direction de \vec{a} se résume alors par la simple expression:

$$\frac{d\vec{a}}{d\phi} = \frac{n_0}{n^2(\phi)} \quad [4.10]$$

4.2 Calcul de l'intensité après réflexion

Les équations 2.5, 2.9 et 2.11 forment un système permettant de calculer la trajectoire de rayons et l'intensité qui leur est associée. L'application des équations de rayons est limitée si leur intégration doit s'arrêter lorsque les rayons rencontrent une discontinuité du milieu qui provoquerait une réflexion. D'autant plus que, comme nous le verrons au chapitre suivant, en général les phénomènes intéressants à étudier prennent naissance à la suite de réflexions. Une loi simple et bien connue gouverne la direction des rayons réfléchis, mais qu'advient-il de notre calcul de l'intensité? Comment les vecteurs \vec{a} , \vec{b} , $\vec{\alpha}$ et $\vec{\beta}$ sont-ils affectés par la réflexion? Pour rendre plus com-

plète notre théorie des rayons et étendre son applicabilité, il est nécessaire de pouvoir poursuivre l'intégration de l'intensité au-delà des réflexions. Une méthode numérique simple a dû ainsi être conçue pour permettre de prolonger les rayons à la suite d'une réflexion.

Les nouveaux vecteurs d'intensité (\vec{a} , \vec{b} , $\vec{\alpha}$, $\vec{\beta}$) dépendent du patron de rayonnement réfléchi. Ils doivent être calculés comme à l'origine à l'aide de leur définition respective. Il faut donc déterminer:

$$\vec{a}_r = \left. \frac{d\vec{r}}{d\omega} \right|_{\phi_r}, \quad [4.11]$$

$$\vec{\alpha}_r = n_r^2 \left. \frac{d\vec{\rho}_r}{d\omega} \right|_{\phi_r} + 2n_r (\nabla n_r \cdot \vec{a}_r) \vec{\rho}_r, \quad [4.12]$$

$$\vec{b}_r = \left. \frac{d\vec{r}}{d\theta} \right|_{\phi_r}, \quad [4.13]$$

$$\text{et } \vec{\beta}_r = n_r \left. \frac{d\vec{\rho}_r}{d\theta} \right|_{\phi_r} + 2n_r (\nabla n_r \cdot \vec{b}_r) \vec{\rho}_r. \quad [4.14]$$

Pour demeurer cohérent avec la théorie, on est tenu d'évaluer ces expressions, comme il est indiqué, à un même ϕ (i.e. en phase) afin de représenter adéquatement le front d'onde optique réfléchi. Dans l'hypothèse d'homogénéité azimutale et avec une surface réfléchissante sphérique, on sait a priori que \vec{a} et $\vec{\alpha}$ seront inchangés. La difficulté est donc d'évaluer $\frac{d\vec{r}}{d\theta}$ et $\frac{d\vec{\rho}}{d\theta}$ aux points de réflexion.

Pour y arriver numériquement, on doit connaître les points de réflexion des rayons voisins. Ceci nous oblige à attendre que tous les rayons soient réfléchis et à procéder ensuite à une réémission des rayons. A la réflexion d'un rayon on recueillera l'information nécessaire pour caractériser le "rebondissement". On appelle "rebondissement" un ensemble de rayons réfléchis ayant une origine commune. L'information pertinente est pour chaque rayon:

- les coordonnées du point de réflexion: \vec{r}_r ,
- la direction du rayon une fois réfléchi: $\vec{\rho}_r$,
- la longueur du chemin optique au point de réflexion: ϕ_r ,
- l'intensité du rayon au point de réflexion: I_r , et
- l'identification du rayon θ_o .

Localement, autour d'un rayon donné, on reconstitue le front d'onde réfléchi en remettant les rayons voisins en phase avec celui-ci. Quoique plusieurs rayons voisins peuvent être utilisés, on peut à la limite n'en utiliser qu'un seul et alléger ainsi considérablement le calcul.

Le procédé de remise en phase est illustré à la fig. 2. Un rayon réfléchi plus loin sur la surface doit être reculé de $\Delta\phi_r$ dans la direction opposée à sa réflexion normale pendant qu'un rayon réfléchi avant, s'il est utilisé, doit être avancé. Le recul revient en fait à reproduire les rayons images (par similitude à la réflexion contre un miroir) jusqu'au premier raccordement de phase. La propagation sous la surface réfléchissante soulève un problème de définition de l'indice de réfraction. Le recul nous oblige à reconstituer un

système référentiel et un profil de réfractivité inversé, et à transposer à la suite du calcul les résultats $\vec{r}(\phi_r)$ et $\vec{\rho}(\phi_r)$ obtenus dans le référentiel original. En pratique, si un nombre limité de rayons relativement rapprochés est utilisé, le parcours du recul et la profondeur de pénétration deviennent relativement petits. On peut alors, pour simplifier le calcul sous la surface, faire l'hypothèse d'un gradient de l'indice constant et égal à celui au sol.

On obtient de cette façon des positions $\vec{r}(\phi_r)$ et des directions $\vec{\rho}(\phi_r)$ qui définissent un patron de rayonnement discret autour d'un rayon réfléchi. Il est alors possible d'évaluer numériquement les dérivées nécessaires énumérées plus haut.

En résumé, dans l'hypothèse d'homogénéité azimutale, les valeurs initiales des paramètres à la réémission seront pour chaque rayon:

- \vec{r}_r : le point de réflexion

$$- \vec{\rho}_r = \vec{\rho}_i - 2(\vec{\rho}_i \cdot \vec{u}_n) \vec{u}_n \quad [4.15]$$

où \vec{u}_n est un vecteur unitaire normal à la surface réfléchissante.

$$- \vec{a}_r = (0, \left| \vec{a}_r \right|, 0) \quad [4.16]$$

$$- \vec{\alpha}_r = (0, n_r, 0) \quad [4.17]$$

$$- \vec{b}_r = \left. \frac{d\vec{r}_r}{d\phi} \right|_{\phi_r} \quad [4.18]$$

$$- \vec{\beta}_r = n_r^2 \left. \frac{d\vec{\rho}_r}{d\phi} \right|_{\phi_r} - 2n_r (\nabla n_r \cdot \vec{b}_r) \vec{\rho}_r \quad [4.19]$$

où $n_r = n(\vec{r}_r)$.

En terminant il est important de souligner que le patron de réémission se définit lors du calcul des directions des rayons réfléchis. Ces directions sont reliées à la géométrie de la surface réfléchissante et, comme elles sont calculées individuellement et ponctuellement, cette surface peut être quelconque voire même établie numériquement.

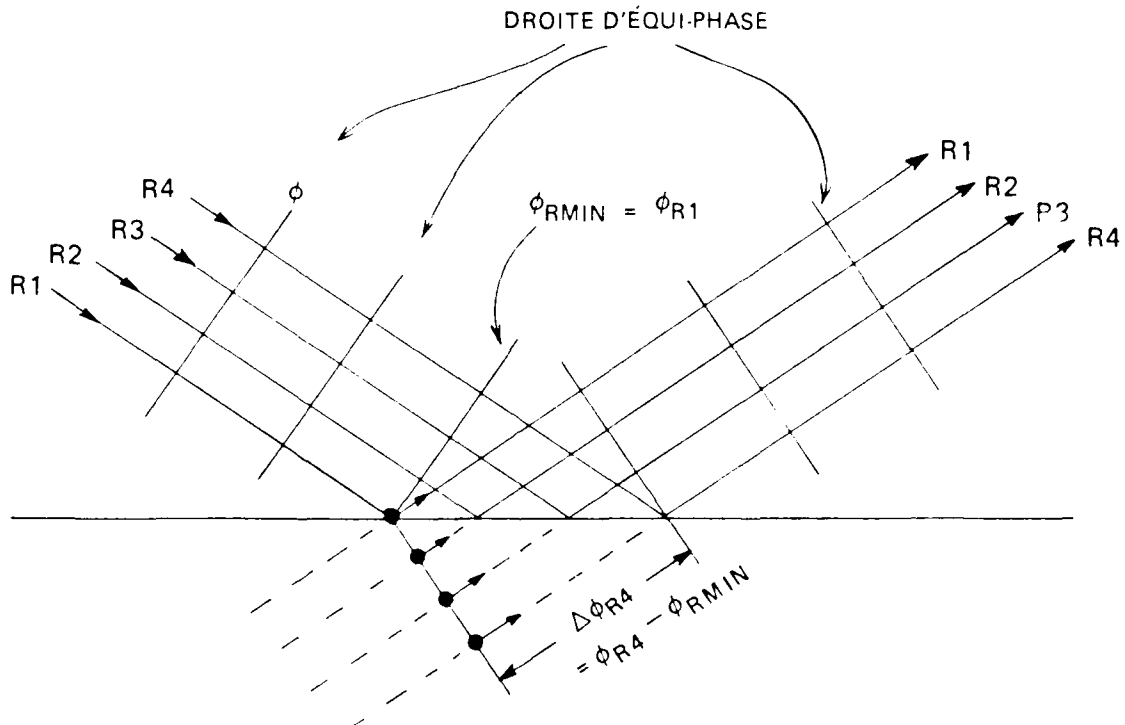


FIGURE 2 - Réflexion des rayons

5.0 MODULE INFORMATIQUE

Un module informatique de base a été développé pour effectuer les calculs de la trajectoire et de l'intensité de rayons suivant l'approche décrite dans les chapitres précédents. Le référentiel utilisé est celui de la fig. 1. L'origine est située à l'antenne et on définit sous celle-ci une surface sphérique réfléchissante représentant la terre. Les rayons seront émis selon Θ pour $\omega = 0$ en utilisant les valeurs initiales des paramètres calculées au chapitre 4.

5.1 Les entrées-sorties

Les paramètres d'entrée sont ajustés à l'aide d'une routine interactive appelée "RAYIN:EX". Ce sont:

- la hauteur de l'antenne par rapport à la terre (h_a)
- le pas d'intégration ($\Delta\phi$)
- le nombre de rayons à émettre (N_r)
- l'angle du premier rayon (θ_{\min})
- le pas de l'angle d'émission ($\Delta\theta$)
- l'arc terrestre maximum sur lequel seront émis les rayons (S_{\max})
- le nombre d'échantillons de position et d'intensité à conserver comme résultats (N_e).

Ces données sont emmagasinées dans un fichier (RAYINPUTS) pour être lues par le programme principal.

Le module produit quatre fichiers de résultats: HFIL, WFIL, FIFIL et RFLFIL. Les trois premiers renferment respectivement les échantillons d'élévation, d'intensité et de longueur optique pour chaque rayon. Ce sont des matrices de N_e lignes et N_r colonnes. Le fichier RFLFIL contient pour sa part l'information décrivant les réflexions rencontrées. Chaque ligne correspond à une réflexion. L'information contenue est celle requise pour effectuer la réflexion des rayons par réémission en phase telle que décrite au chapitre précédent.

5.2 Le déroulement des opérations

Après une phase d'initialisation et de lecture des données, le module de propagation procède à l'intégration des rayons. Celle-ci est réalisée à l'aide de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (réf. 20). Au long de leur course, les rayons franchissent les points d'échantillon-

nage S_i sur la terre où l'on évalue leur élévation H_i radiale par rapport à la terre, leur intensité W_i et leur longueur optique ϕ_i . On procède par interpolation linéaire sur le pas d'intégration. Les S_i sont déterminés à partir des paramètres d'entrée selon la relation:

$$S_{i+1} = \frac{S_{\max}}{N_e} + S_i \quad [5.1]$$

pour $i = 1, \dots, N_e - 1$ et $S_1 = 0$.

Les résultats produits sont accumulés respectivement dans les fichiers HFIL, WFIL et FIFIL.

Pour chaque rayon, l'intégration s'arrête lorsqu'il atteint la distance limite S_{\max} ou une réflexion (lorsqu'il tente de pénétrer à l'intérieur de la surface de la terre). Dans ce dernier cas, on calcule les paramètres caractérisant le rebondissement en formation (voir chapitre 4), soit:

- le point de réflexion: \vec{r}_r
- la direction du rayon réfléchi: $\vec{\rho}_r$
- son intensité au point de réflexion: W_r
- et la longueur optique au point de réflexion: ϕ_r .

Ces valeurs, jointes à des données d'identification des rayons et du rebondissement, sont notées au fichier RFLFIL.

Lorsque tous les rayons ont été émis, on vérifie s'il y a eu un rebondissement. Dans l'affirmative, on procède à la réémission des rayons réfléchis telle que décrite au chapitre 4. Les dérivées numériques servant à calculer les valeurs initiales de \vec{b}_r et $\vec{\beta}_r$ à la réémission (éq. 4.13 et 4.14) sont évaluées à l'aide d'un polynôme de collation d'ordre 2 en considérant pour chaque noeud ses voisins de droite

et de gauche. Aux extrémités, on doit utiliser l'approximation linéaire. Après être réfléchis, les rayons, à l'exemple de ceux qui émanent de l'origine, sont propagés jusqu'à ce qu'ils rencontrent la distance maximale S_{\max} ou un nouveau rebondissement. Le processus se termine lorsque tous les rayons sont parvenus à S_{\max} .

5.3 Structure du logiciel

Le module informatique réalisé est formé de quatre blocs. Le programme directeur et les routines principales sont contenus dans PROPAK, UTILPAK renferme des routines utilitaires de calcul, NRPAK les routines d'opérations vectorielles sur l'indice de réfraction et FNPAK les fonctions de réfractivité elles-mêmes. Le contenu de chacun des blocs est résumé aux tableaux I à IV. L'astérisque accompagnant le nom d'une routine signifie qu'il s'agit d'une fonction FORTRAN et non d'une sous-routine. Ces blocs peuvent être compilés et liés par la commande JCL "PROPEX:T." qui produit le module exécutable "PROPAG:EX".

TABLEAU I

Bloc principal PROPAK

NOM DES ROUTINES	FONCTION
PROPAG	Programme directeur
EMITRAY	Coordonne l'émission d'un rayon
RAYSTP	Effectue un pas d'intégration par la méthode de Runge-Kutta
PROPFS	Appelé par RAYSTP pour évaluer les six équations de la théorie des rayons
REFLX	Appelé par EMITRAY pour traiter une réflexion
STOREZW	Appelé par EMITRAY pour calculer et porter à des fichiers respectifs H_1 , W_1 et ϕ_1 si le rayon a franchi la distance d'échantillonnage S_1 courante
REEMIT	Une fois tous les rayons émis, réalise la réémission des rayons réfléchis

TABLEAU IIBloc utilitaire UTILPAK

NOM DES ROUTINES	FONCTION
* H	Calcule à \vec{r} la hauteur sur la normale à la terre
* S	Calcule à \vec{r} la distance terrestre équivalente
SCAPROD	Effectue le produit scalaire entre deux vecteurs
VECPROD	Effectue le produit vectoriel entre deux vecteurs
* DEG\$RAD	Conversion de radians à degrés
* RAD\$DEG	Conversion de degrés à radians
DIRVECT	Retourne la grandeur et le vecteur unitaire correspondant au vecteur d'entrée

TABLEAU IIIBloc NRPAK d'opérateurs vectoriels sur n

NOM DES ROUTINES	FONCTION
RPRIM	Calcule la coordonnée \vec{r}' , dans le référentiel où est décrit $n(d,h)$, correspondant à la position \vec{r} dans le référentiel de base
* FNR	Donne la valeur de n au pt. \vec{r} en appelant RPRIM et FNØ
GRADIENT	Calcule ∇n au pt. \vec{r}
HESSIAN	Calcule le produit $H_n \cdot \vec{V}$ au pt. \vec{r} ; \vec{V} étant un vecteur quelconque spécifié comme argument

TABLEAU IV

Bloc des fonctions de réfractivité FNPAK

NOM DES ROUTINES	FONCTION
* FNØ	Fonction $n(d,h)$ représenté dans son référentiel
* FN1	Fonction $\frac{\partial n}{\partial h}$ dans le référentiel de n
* FN2	Fonction $\frac{\partial^2 n}{\partial h^2}$

6.0 ÉTUDE DU CAS D'UN CONDUIT DE SURFACE SIMPLE

Dans le but de vérifier l'applicabilité du modèle théorique présenté et de démontrer les possibilités du module informatique élémentaire qui en découle directement, on a considéré le problème de la caractérisation de la propagation dans des conditions de conduits troposphériques de surface.

Pour des fins de comparaison avec des modèles ou des études connues, un profil d'indice de réfraction approximé de segments de droite a été choisi. Il est montré à la fig. 3. Le graphique présente, en fonction de l'élévation h , la variable N appelée indice de réfraction modifié ou encore réfractivité; elle est reliée à l'indice de réfraction par la relation:

$$N = (n-1) \times 10^{-6}. \quad [6.1]$$

Ce profil simplifié, qui néglige la seconde dérivée et provoque une discontinuité de la première, est encore le plus utilisé dans les études de propagation dite guidée (réf. 5, 12 et 21). Deux raisons justifient ce choix. D'une part, les modèles de propagation développés jusqu'ici, soit à partir de la théorie des modes (réf. 21) ou des rayons (réf. 5), ne permettent pas pour la plupart de considérer un

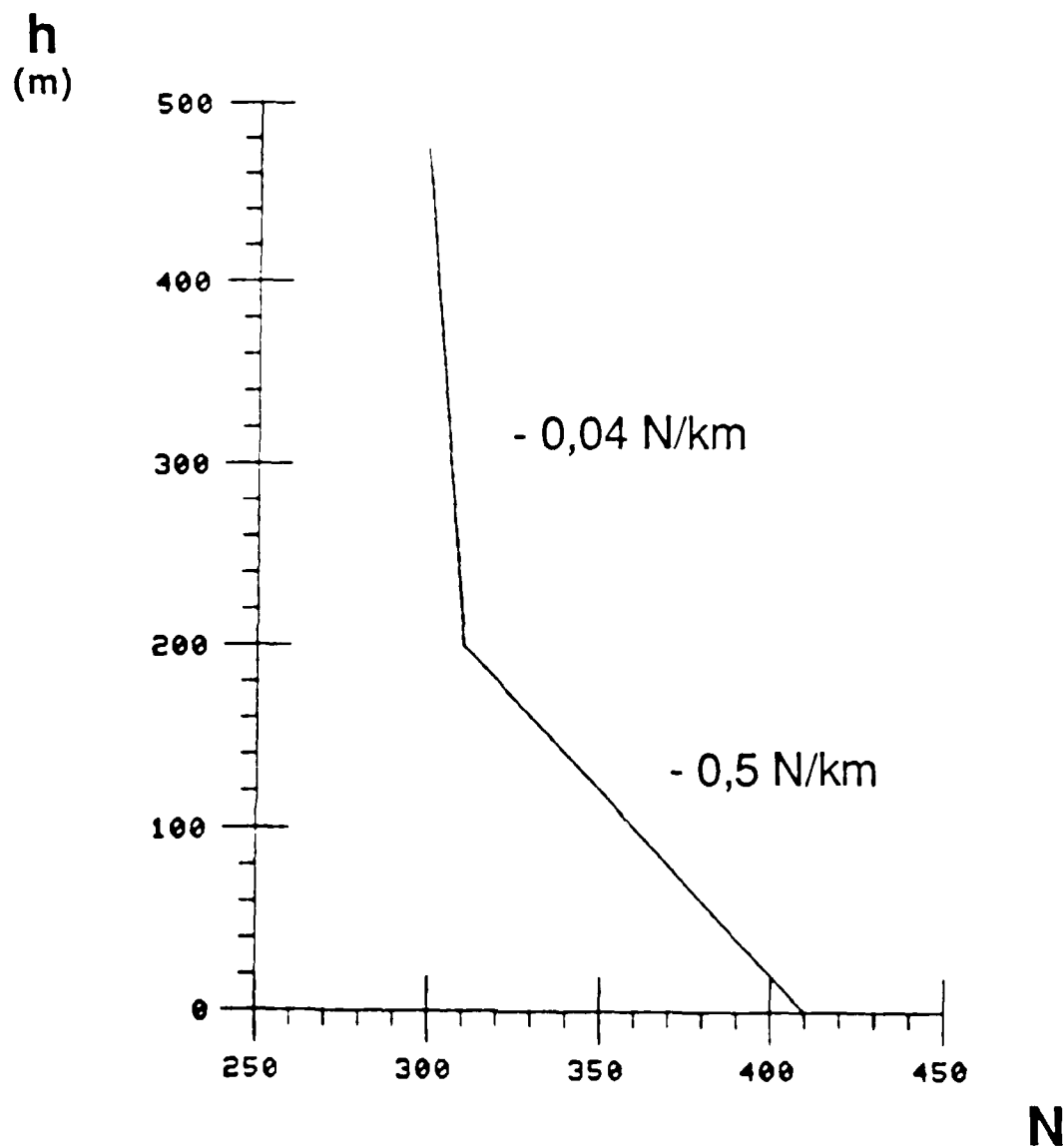


FIGURE 3 - Profil de réfractivité

type de profil plus précis. D'autre part, une théorie populaire relie la canalisation d'énergie à la présence de "mur" atmosphérique causé par la discontinuité de n' .

Les grandeurs des paramètres du profil utilisé dans notre étude, soit les 2 pentes, la hauteur du conduit et la valeur de $N(0)$, sont celles utilisées par Boithias (réf. 22). Selon l'auteur, ce sont des valeurs assez représentatives dans des régions où la propagation guidée est persistante.

6.1 Tracé des trajectoires des rayons

Analysons brièvement les diagrammes de rayonnement obtenus pour différentes hauteurs d'antenne (fig. 4, 5 et 6). La couverture est de 1.125° et les rayons sont émis à des intervalles de $.075^\circ$. Même avec un nombre restreint de rayons (en l'occurrence 15), on parvient à distinguer nettement les régions singulières: trous radio et caustiques se rejoignant à des cuspidés. Ces résultats sont conformes à ceux de Boithias.

A partir de ces résultats, on peut dégager des observations pertinentes sur la formation de conduits de surface simples:

- les cuspidés et le sommet des caustiques principales se situent relativement à la hauteur de l'antenne,
- la distance entre les bords diminue avec la hauteur de l'antenne,
- la distance entre l'antenne et la première cuspidé est approximativement égale à la distance entre deux bords,
- un trou radio prend origine à la distance de la première cuspidé et à la hauteur du conduit.

De plus, on sait que l'effet de canalisation d'énergie est inexistant lorsque l'antenne est située au-dessus de la hauteur du conduit. Ce paramètre qu'est la "hauteur du conduit" est grandement utilisé dans la caractérisation d'un conduit. Il est bien défini dans cet exemple-ci puisqu'il coïncide avec la hauteur de la discontinuë de N' . Cependant, il devient plus difficile à déterminer dans le cas général où N provient de mesures expérimentales discrètes. Aussi, on en retrouve plusieurs définitions mathématiques dans la littérature. Jeske (réf. 23) relie la hauteur du conduit à la température, à la vitesse du vent et à la température de la mer (ainsi à la stabilité de l'atmosphère); cette définition est probablement la plus utilisée.

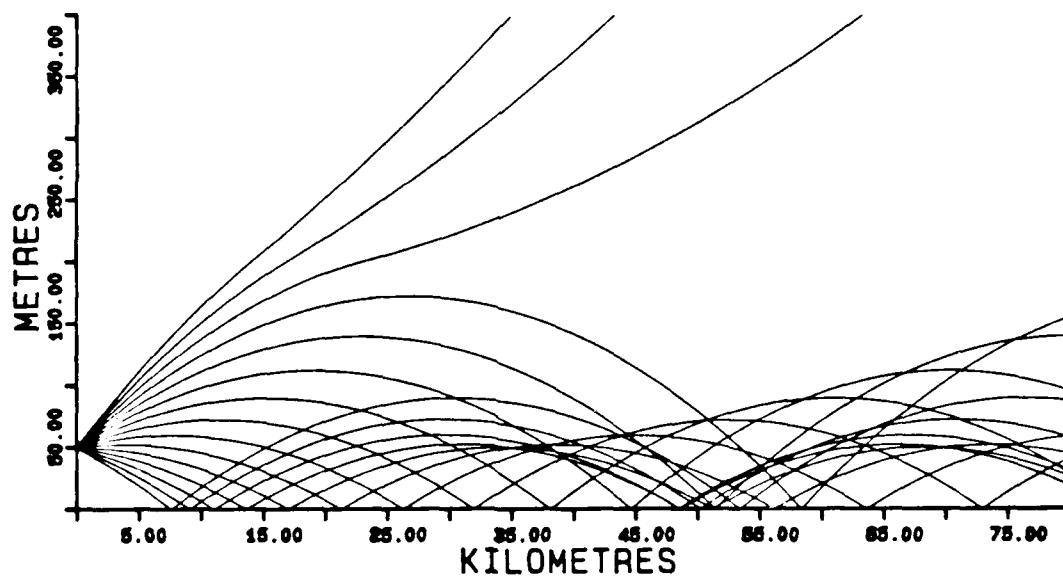
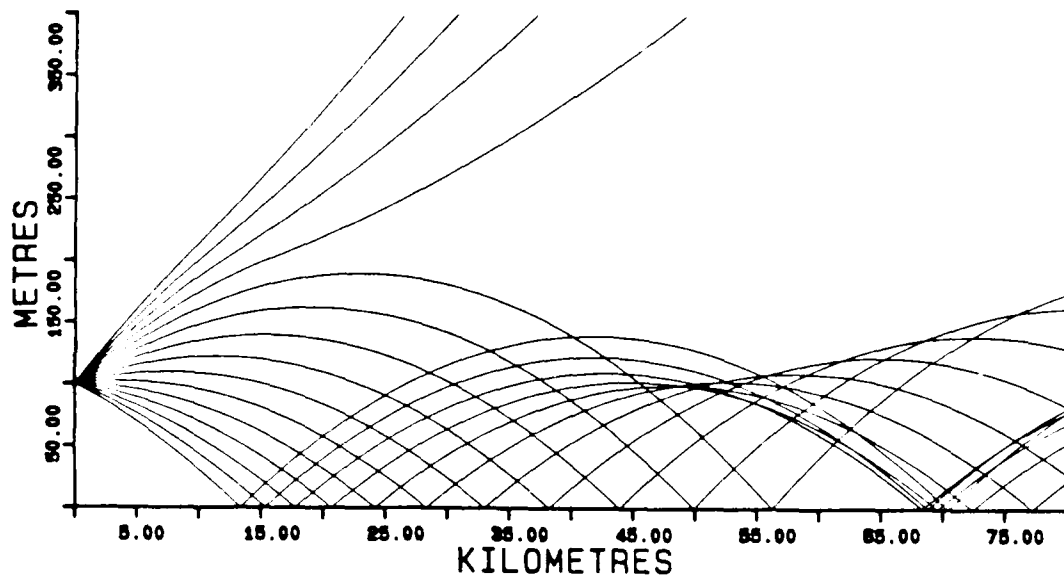
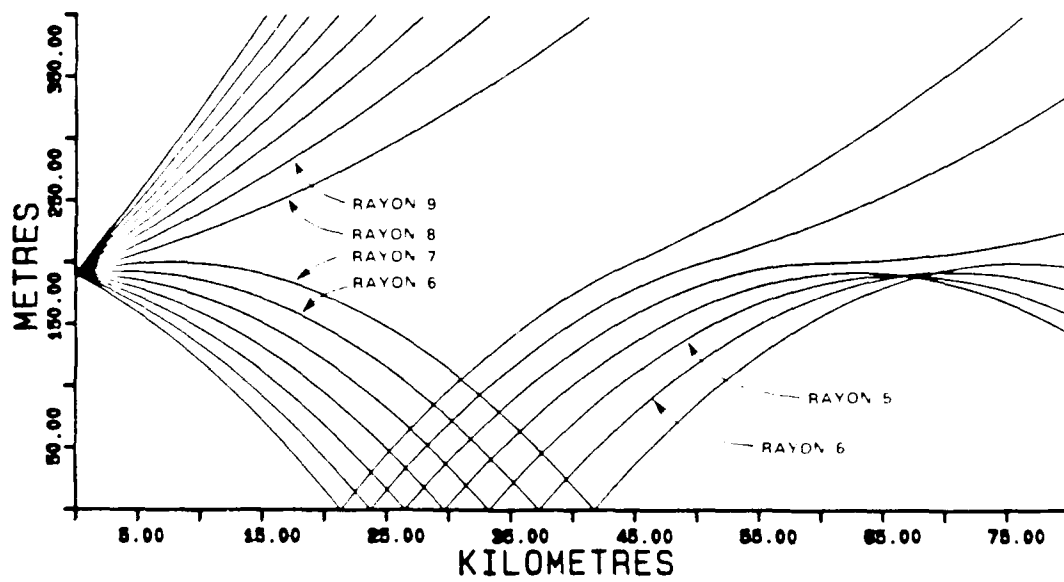


FIGURE 4 - Diagramme de rayonnement avec $h_a = 50$ m

FIGURE 5 - Diagramme de rayonnement avec $h_a = 100$ mFIGURE 6 - Diagramme de rayonnement avec $h_a = 190$ m

Cette technique du tracé des trajectoires des rayons est bien connue. Examinons donc plus attentivement l'information nouvelle apportée par l'addition du calcul de l'intensité pour découvrir dans quelle mesure elle peut contribuer à mieux caractériser la propagation. A priori, on devrait s'attendre intuitivement que cette mesure de l'intensité nous procure une grande facilité à déceler de façon numérique la présence de zones singulières puisque l'intensité devrait d'une part former des pics aux cuspidés et caustiques, et d'autre part subir un affaiblissement marqué aux trous.

6.2 Comportement de l'intensité des rayons près d'un trou radio

Considérons le cas de la fig. 6 ($h_a = 190\text{m}$). Deux trous radio sont présents: le premier à l'origine et le second à la première cuspidé. Puisque la localisation de la cuspidé détermine l'origine du second trou, intéressons-nous donc à celui formé à l'antenne.

A diverses distances terrestres S_1 de l'antenne, on examine les valeurs d'intensité sur les rayons (celles-ci sont accumulées lors du calcul au fichier WFIL (voir chapitre 5)). On remarque qu'en s'approchant ou en s'éloignant du trou, l'intensité ne varie que très très faiblement: environ .0001 dB par rayon. Le tableau V présente les valeurs d'intensité des rayons près du trou pour trois distances d'échantillonnage. Cependant pour S_1 suffisamment grand, à 30.4 km par exemple, on observe un saut toujours faible en valeur absolue, en l'occurrence .0012 dB (lequel correspond à une variation d'intensité de 1.00027), mais qui est significatif devant les écarts d'intensité existants entre les autres rayons. On obtient ainsi un moyen d'identifier les rayons limités au trou. Les résultats du tableau V peuvent sembler en contradiction avec le diagramme de rayonnement qui montre un espacement progressif assez marqué des rayons. Il faut cependant être très prudent dans l'interprétation de la figure 6. On doit tenir

compte de l'importante différence dans les échelles, l'abscisse étant environ 150 fois plus étendue que l'ordonnée. Cette forme de graphique permet d'accentuer les phénomènes qui nous intéressent mais elle peut être trompeuse.

La variation de l'intensité causée par la présence du trou à l'origine est grandement submergée par l'éparpillement naturel en $1/r^2$. Il pourrait donc être préférable dans ce cas de considérer plutôt la valeur de l'intensité normalisée à celle qu'on aurait en milieu homogène: \tilde{I} . Elle est présentée à la troisième colonne du tableau V. Celle-ci montre la faible divergence par rapport au milieu homogène. Vu les grandeurs en jeu, afin d'exploiter adéquatement ce paramètre, on doit tenir compte des erreurs inhérentes aux calculs numériques. On est ainsi amené à déterminer un seuil d'erreur en-deçà duquel \tilde{I} n'est plus significatif. Dans cet exemple il a été fixé empiriquement à 10^{-4} dB. Bien que l'erreur (en fait son écart type) croît avec la longueur du rayon, on estime qu'il n'excédera pas ce seuil à l'intérieur des limites considérées. Des tests effectués en double précision ont permis de corroborer cette hypothèse. Comme le montre le tableau V ce nouveau paramètre met plus en évidence les variations (relatives) d'intensité. On s'aperçoit que ce n'est pas l'intensité (ou même l'intensité relative) elle-même qui est révélatrice pour situer ce trou mais plutôt les différences d'intensité ou, en d'autres termes, sa dérivée.

TABLEAU V

Mesures d'intensité de rayons autour du trou radio à l'origine
(NS: Valeur considérée non-significative)

	Rayon	I(dB)	ΔI (dB)	\tilde{I} (dB)
S = 11.2 km	6	-80.9844		9.16×10^{-5} (NS)
	7	-80.9845	.0001	9.16×10^{-5} (NS)
	8	-80.9846	.0001	~ 0 (NS)
	9	-80.9847	.0001	~ 0 (NS)
S = 20.8 km	6	-86.3607		$.74 \times 10^{-3}$
	7	-86.3608	.0001	$.70 \times 10^{-3}$
	8	-86.3615	.0007	~ 0 (NS)
	9	-86.3616	.0001	6.10×10^{-5} (NS)
S = 30.4 km	6	-89.6565		1.1×10^{-3}
	7	-89.6566	.0001	1.0×10^{-3}
	8	-89.6578	.0012	4.58×10^{-5} (NS)
	9	-89.6579	.0001	9.16×10^{-5} (NS)

Le paramètre \tilde{I} nous permet aussi d'observer que l'intensité au-dessus du trou est en fait celle qu'on retrouverait en milieu homogène et que les rayons en dessous, qui sont les rayons "guidés", possèdent une intensité supérieure. De plus, pour les rayons guidés, l'intensité relative \tilde{I} augmente plus on s'éloigne de l'antenne. Ce dernier comportement de \tilde{I} nous procure un autre moyen de détecter le trou. Lors du calcul, en émettant les rayons avec un angle de départ croissant, on peut reconnaître les rayons pour lesquels l'intensité devient nettement supérieure au seuil (i.e. $\sim 10^{-3}$ dB) avant leur réflexion et identifier l'angle où cela cesse. Comme il n'est plus requis d'attendre que l'intégration de tous les rayons soit complétée pour analyser les tables d'intensité résultantes, cette façon de procéder peut s'avérer plus efficace. Cependant, étant donné la grandeur des paramètres en jeu nous devons être prudents dans l'usage de cette dernière méthode; dans certaines conditions, les erreurs inhérentes au calcul ou à la programmation pourraient fausser les conclusions.

En connaissant ainsi les rayons délimitant le trou, il est possible d'obtenir, à l'aide d'une technique itérative de lancer de rayons, la précision désirée sur l'emplacement du trou. Cependant on sait qu'en pratique un trou radio ne présente pas de frontières si abruptes dues à la diffraction et aux fluctuations de l'atmosphère qu'on a négligées. Une précision de l'ordre de celle des fig. 4, 5 et 6 nous apparaît largement suffisante pour les applications radars.

Pour les deux trous radio on peut donc définir dans l'espace la région "blanche" où l'énergie est indéterminée en optique géométrique. Les rayons supérieurs et inférieurs délimitent le trou à l'origine, et le second est déterminé par son rayon supérieur et la branche supérieure de la caustique. Il est important qu'un modèle de propagation utilisant la théorie des rayons, et conçu pour évaluer l'énergie en divers points de l'espace, soit apte à reconnaître ces zones pour ne pas chercher à atteindre avec un rayon un point situé à l'intérieur.

L'intensité calculée sur les rayons nous a permis de constater qu'un conduit est difficilement décelable à partir de son origine; l'énergie guidée à l'entrée n'étant pas supérieure au cas normal de façon significative. L'effet caractéristique du conduit devient appréciable à mesure que l'énergie y est canalisée par réflexions multiples.

6.3 Comportement de l'intensité à la rencontre d'une caustique

Considérons encore une fois le cas de la fig. 6. Le rayon situé au milieu du faisceau réfléchi, et identifié "5" sur la figure, rencontre la cuspidé de front. La fig. 7 montre l'intensité calculée sur celui-ci en fonction de la distance parcourue. Tel qu'on pouvait s'y attendre, on constate que l'intensité progresse très abruptement à la cuspidé. Notre mesure de l'intensité associée à un rayon apparaît donc efficace pour déceler la présence d'un tel point singulier. Pour

détecter et localiser ce point singulier, on peut lors du calcul comparer l'intensité calculée à un seuil prédéfini à chaque pas d'intégration. Aussi, tout comme pour la détection du trou radio, il peut être préférable d'exploiter la variation de l'intensité plutôt que l'intensité elle-même.

Un autre rayon du même faisceau - prenons le "6" par exemple - croisera ses voisins de part et d'autre successivement contribuant du même coup à former une caustique. Le point d'intensité maximum mesuré sur le rayon est situé entre les deux croisements. En accumulant les points où on a détecté une intensité singulièrement élevée lors de l'intégration des rayons, nous constituons en quelque sorte des fonctions numériques dessinant les caustiques dans l'espace. On peut alors déterminer par lissage ou approximation ce lieu géométrique. Un module de propagation radar peut ainsi être en mesure de vérifier si une cible est plus ou moins rapprochée de cette zone.

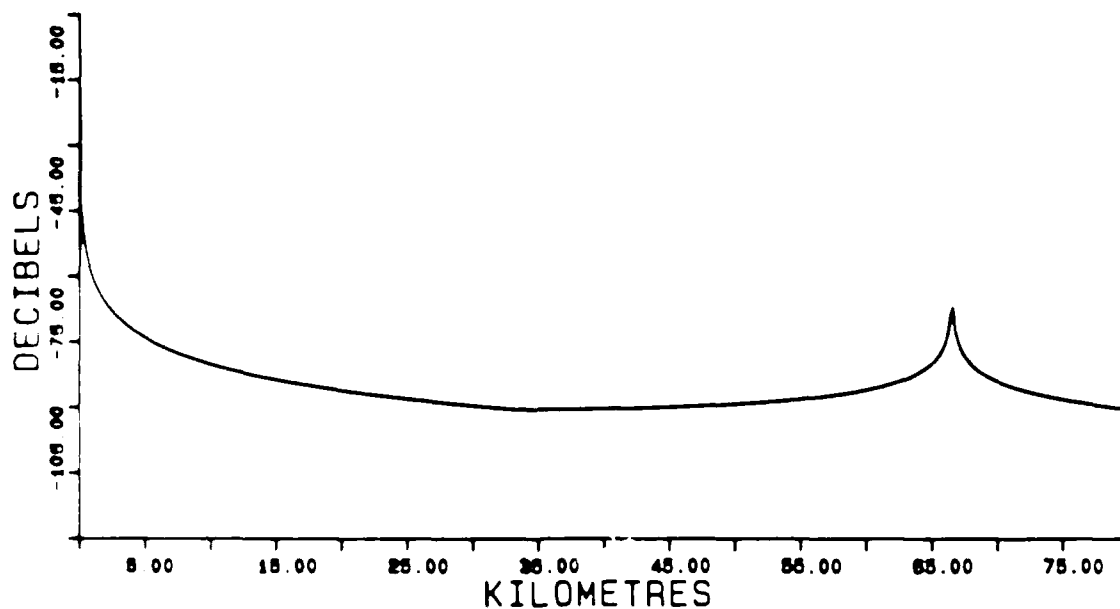


Fig. 5 - Intensité sur le rayon 5 de la fig. 6

La fig. 8 met en relief l'intensité en fonction de la position dans le plan d-h pour le cas de la fig. 5. On y reconnaît la cuspide, les caustiques supérieures et inférieures et la zone d'interférence due aux trajets multiples produite à la réflexion. Pour les points alimentés par plus d'un rayon une sommation complexe a été effectuée sur les rayons impliqués. La longueur d'onde choisie (10 cm) est grandement inférieure à la résolution du graphique. C'est pourquoi les zones d'interférence apparaissent brouillées.

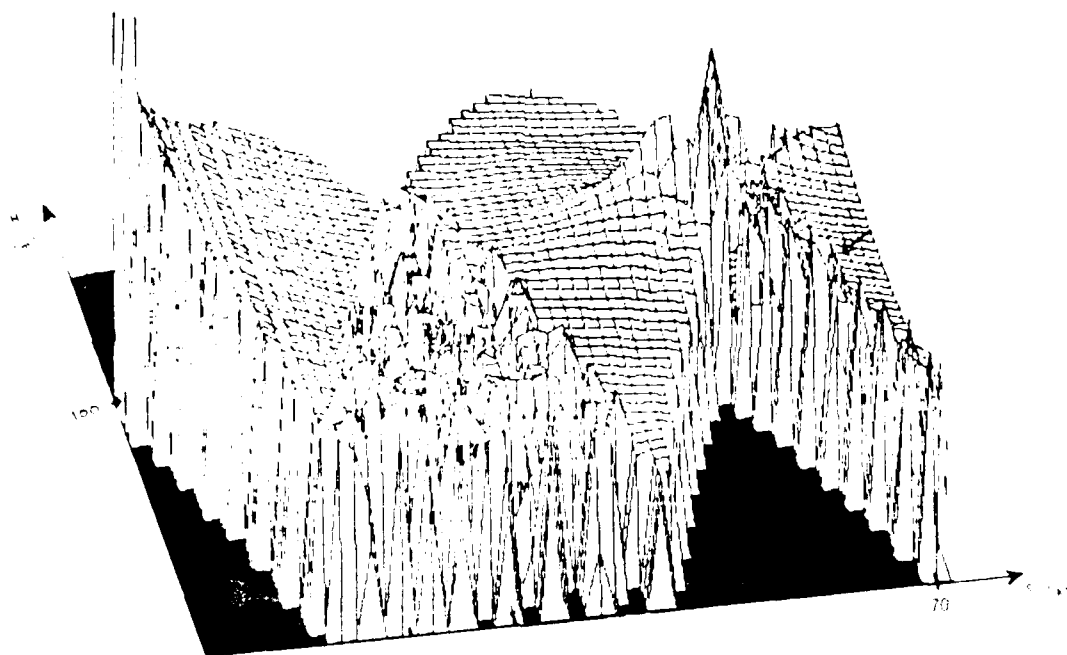


FIGURE 8 - Intensité sur la surface S-H dans le cas du rayonnement de la fig. 5

7.0 DISCUSSION ET CONCLUSION

Une théorie des rayons "renouvelée" a été récemment développée au CRDV. Elle possède la caractéristique d'intégrer, par rapport au chemin optique, la trajectoire des rayons et une intensité qui leur est associée. Le présent travail avait pour but de vérifier l'applicabilité de cette théorie à la modélisation de la propagation radar en milieu hétérogène. Il s'agissait principalement de vérifier dans quelle mesure l'information nouvelle, apportée par le calcul d'intensité, pouvait contribuer à caractériser les phénomènes "anormaux" causés par la réfractivité tels que les trous radio et les caustiques. Les équations de rayon furent expérimentées dans une situation de conduit troposphérique simple mais reconnue comme représentative. Comme l'effet de canalisation d'énergie est causé par des rebondissements successifs de rayons redirigés vers la terre par la réfractivité du milieu, il a été nécessaire de développer une méthode permettant de poursuivre le calcul de l'intensité à la suite de réflexions.

Un module informatique a été réalisé pour effectuer l'intégration des rayons. Les résultats obtenus ont été exposés et analysés au chapitre 6. On a montré comment, à l'aide du calcul de l'intensité sur un rayon, on peut facilement détecter et localiser numériquement les caustiques et cuspidés, et ce durant l'intégration. Le repérage d'un trou radio produit à l'antenne est aussi possible mais il s'est cependant montré plus subtil. En effet, à une distance donnée de l'antenne lorsqu'on s'approche du trou d'un côté ou de l'autre, on a vu que l'intensité ne régresse pas régulièrement de façon significative. Les rayons se séparent en deux groupes quasi homogènes. Un écart d'intensité existe entre les groupes et croît à mesure qu'on s'éloigne de l'antenne, mais il demeure relativement faible (de l'ordre de 10^{-3} dB); c'est que la concentration d'énergie à l'entrée du conduit avant le premier rebondissement est peu importante.

Puisqu'une seule émission d'un nombre restreint de rayons est nécessaire, le calcul d'intensité constitue un outil efficace pour caractériser un patron de rayonnement. Le repérage des zones singulières peut permettre à un module de propagation de découper le milieu en zones caractéristiques définies en fonction des rayons qui les traversent et surtout de leur nombre. Ce module peut ainsi évaluer rapidement l'énergie en un point quelconque sans tenter d'atteindre par des rayons des régions qui leur sont inaccessibles (ex: trous radio). Il connaît de même les régions pour lesquelles l'énergie est indéterminée en optique géométrique.

Notons que les observations et les conclusions qui ont été tirées s'appuient sur des résultats relatifs plutôt qu'absolus du calcul de l'intensité. La précision des résultats, que ce soit sur les positions ou sur les calculs d'énergie, dépend de plusieurs facteurs. Il y a les erreurs inhérentes au calcul numérique qui dépendent de la précision du calculateur, du pas d'intégration et du nombre de rayons choisis, et aussi les erreurs qui découlent des approximations faites à la réémission. Bien entendu ces erreurs d'ordre numérique augmentent avec la distance franchie. Une étude pourrait être réalisée pour évaluer la sensibilité de ces différents facteurs.

Les résultats obtenus sont directement reliés au modèle de réfractivité adopté ou, en d'autres mots, à notre connaissance du milieu. D'une part, les variations fines de l'indice de réfraction (n), provoquées principalement par la turbulence, sont négligées. D'autre part, l'indice de réfraction ne nous est habituellement donné qu'en fonction de l'élévation et on doit supposer qu'il demeure constant avec la distance. Cette dernière hypothèse est généralement valide sur une bonne distance mais au-delà de 50 km la probabilité que les conditions atmosphériques changent augmente considérablement. De plus, les caractéristiques de la surface réfléchissante sont généralement mal traitées. La rugosité de la surface et, particulièrement en

mer, l'effet des vagues et leur mouvement ne sont pas négligeables. Il en résulte que les directions effectives des rayons réfléchis ne sont pas celles calculées. Encore une fois, les erreurs engendrées sont cumulatives de rebondissement en rebondissement. Toutes ces imprécisions sur l'indice de réfraction et la surface contribuent à brouiller le schéma statique calculé. Ceci explique pourquoi, en pratique, même pour λ petit, l'énergie mesurée dans un trou radio est non nulle et les caustiques ne sont pas si clairement définies.

Le nombre de rayons à émettre et le nombre de zones caractéristiques à considérer pour évaluer l'énergie augmentent rapidement à mesure que l'on s'éloigne de l'antenne. Aussi, comme les erreurs décrites ci-haut croissent avec la distance, la théorie des rayons devient moins efficace à de grandes distances de l'antenne. Il peut être préférable dans ce cas de faire appel à la théorie des modes, même si cela implique l'utilisation de formules empiriques. L'usage de la théorie des modes est en effet plus pertinent à des distances où le nombre de modes toujours persistants est 2 ou 3 au maximum (généralement à partir d'environ 100 km). Par contre sur de plus courtes distances le nombre de rebondissements à traiter est réduit et l'approche des rayons devient beaucoup plus pratique vu la complexité croissante de la théorie des modes. Il demeure toutefois qu'au voisinage des caustiques, comme on l'a mentionné au chapitre 3, la théorie des rayons ne tient plus et on doit recourir à l'électromagnétisme classique si on désire résoudre plus finement le problème de l'énergie.

Enfin, pour être plus représentatif et plus juste, un module de propagation devrait tenir compte des autres facteurs qui affectent considérablement la propagation des ondes électromagnétiques. En effet, il n'est pas réaliste de traiter isolément les effets de la réfractivité sans tenir compte aussi des autres phénomènes causés par les conditions atmosphériques telles l'absorption moléculaire et l'atténuation dues aux hydrométéores. On doit aussi pouvoir faire intervenir un diagramme de rayonnement d'antenne réel.

8.0 TRAVAUX FUTURS

Poursuivant notre objectif de paramétriser la propagation en milieu hétérogène, nous projetons d'étudier le cas de profils de réfractivité modélisés à partir de données météorologiques et utilisant des critères de continuité sur la fonction N et ses première et seconde dérivées (réf. 25). Nous comptons analyser le comportement de notre modèle de propagation dans ces conditions dans le but de généraliser les conclusions tirées des résultats obtenus avec les profils de Boithias. Cela nous permettra aussi de vérifier les conséquences sur le rayonnement des hypothèses posées lors de la modélisation de la fonction de réfractivité. Nous pourrons ainsi mettre au point une modélisation adéquate des profils.

9.0 REMERCIEMENTS

L'auteur désire exprimer sa gratitude à M. A. Blanchard, instigateur de cette recherche, pour son appui et l'intérêt démontré lors des nombreux entretiens qu'il lui a accordés. Ceux-ci ont été essentiels au déroulement de ses travaux. L'auteur tient aussi à remercier M. G. Picard pour les conseils judicieux qu'il lui a donnés lors de la préparation de ce rapport.

10.0 RÉFÉRENCES

1. Moreland, W.B., "Estimating Meteorological Effects on Radar Propagation", Technical Report 183, Vol. 1, Air Weather Service (MATS) U.S. Air Force, Jan 65, Reprinted Dec 76.
2. Fisher, K.-E., "VHF, UHF and SHF-Propagation Limitations in the Marine Atmosphere", Propagation Effects of ECM Resistant Systems in Communication and Navigation, AGARD CP-331, Aug 82, pp. 3-1, 3-22.
3. Blanchard, A. and Otis, G., "Ray Tracing: Equations for the Ray Position and Phase", DREV M-2679/84, April 1984, UNCLASSIFIED
4. Blanchard, A., "A Method for Computing the Radar Intensity Attenuation due to Geometric Spreading in a Medium with a Variable Index of Refraction", DREV M-2680/84, May 1984, UNCLASSIFIED
5. Shkarofsky, I.P. and Nickerson, S.B., "Computer Modeling of Multipath Propagation: Review of Ray-Tracing Techniques", Radio-Science, Vol. 17, No. 5, 1982, pp. 1133-1158.
6. Wright, R.E., Burton, P.J., Lambert, C. and Bon, J.S., "Tactical Applications of Microwave Propagation Prediction", Propagation Effects of ECM Resistant Systems in Communication and Navigation, AGARD CP-331, Aug 82, pp. 17-1, 17-2.
7. Blake, L.V., "Radar Range-Performance Analysis", Lexington Books, Heath and Company, Lexington, Mass, March 1982.
8. Budden, K.G. and Terry, P.D., "Radio Ray-Tracing in Complex Space", Proc. Ray. Soc. Lond, A.321, pp. 275-301, 1971.
9. Lee, S.W., "Electromagnetic Reflection from a Conducting Surface: Geometrical Optics Solution", IEEE AP-23, No. 2, March 1975.
10. Lee, S.W., Mysore, S. Sheshadri, Vahraz Jamnejad and Raj, Mittra, "Refraction at a Curved Dielectric Interface: Geometrical Optics Solution", IEEE MTT-30, No. 1, Jan 82.
11. Bremmer, H. and Lee, S.W., "Geometrical Optics Solution of Reflection from Arbitrarily Curved Surface", Radio-Science, Vol. 17, No. 5, pp. 1117-1131, Sept-Oct 1982.
12. Herbert, V.H. and Richter, J.H., "Integrated Refraction Effects Prediction System (IREPS)", Naval Engineers Journal, April 1976, pp. 257-262.
13. Stavroudis, O.N., "The Optics of Ray, Wavefronts, and Caustics", Academic Press, 1972.

14. Ugincius, P., "Intensity Equations in Ray Acoustics", The Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 45, No. 1, pp. 193-209.
15. Born, M. and Wolf, E., "Principles of Optics", Fifth Edition, Pergamon Press, Oxford, England, 1975.
16. Tomljanovich, N.M., "Ionospheric Ray Tracing and its Application to RF Heating Estimates at Oblique Incidence Angles", Tech. Paper M-73-92, The MITRE Corp., Bedford, Mass., 1973.
17. Budden, K.G., "Radio Waves in the Ionosphere", Cambridge Univ. Press, London, 1961.
18. Wait, J.R., "Electromagnetic Waves in Stratified Media", Macmillan, N.Y., 1962.
19. Ko, H.W., San, J.W., Thomas, M.E., Herchewoeder, P.J. and Mortone, P.J., "Anomalous Propagation and Radar Coverage Through Inhomogeneous Atmospheres", Characteristics of the Lower Atmosphere Influencing Radio Wave Prop., AGARD CP-346, Feb 84, pp. 25.1-25.13.
20. Bourdeau, M. et Gélinas, J., "Analyse Numérique Élémentaire", Gaëtan Morin éditeur, Chicoutimi, 1982.
21. Hitney, H.V., "Propagation Modeling in the Evaporation Duct", Naval Electronics Laboratory Center, AD-A010 534, San Diego, CA, April 1975.
22. Boithias, L., "Protection contre les évanouissements dus aux conduits troposphériques sur les liaisons en visibilité", Ann. Télécommunic., 34, No. 9-10, 1979, pp. 513-514.
23. Jeske, H., "The State of Radar Range Prediction Over Sea", Tropospheric Radio Wave Propagation Part II, NATO-AGARD, February 1971.
24. Jordan, E.C. and Balmain, K.G., "Electromagnetic Waves and Radiating Systems", Prentice-Hall, 1968.
25. Blanchette, C. et Fortin, M., "Développement d'un modèle analytique pour représenter les fonctions de réfractivité des divers profils troposphériques", Département de mathématiques, Université Laval, Contrat no 12-SD-97701-4-23235, 1985.

ANNEXE A

Equation eikonal dérivée des équations de Maxwell
dans le cas où la polarisation est linéaire et invariante

Dans un milieu sans charge ni courant, les équations de Maxwell s'écrivent:

$$\nabla \cdot \epsilon \vec{E} = 0 \quad [A.1]$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H} = 0 \quad [A.2]$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mu \vec{H}}{\partial t} \quad [A.3]$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \epsilon \vec{E}}{\partial t} \quad [A.4]$$

où \vec{E} et \vec{H} sont les fonctions vectorielles de champs électrique et magnétique. c est une constante égale à la vitesse de la lumière dans le vide, et ϵ la constante diélectrique et μ la permittivité sont des paramètres caractérisant entièrement le milieu de propagation. Ces derniers sont réels dans le cas où le milieu est sans perte (milieu isotropique). Ils sont reliés à l'indice de réfraction n selon:

$$n = \sqrt{\epsilon \mu} \quad [A.5]$$

Considérons l'expression du champ monochromatique

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\omega t} \quad \text{et} \quad \vec{H} = \vec{H}_0 e^{-j\omega t} \quad [A.6]$$

$$\text{où } \vec{E}_0 = \vec{E}_r e^{jk_o \zeta} \quad \text{et} \quad \vec{H}_0 = \vec{H}_r e^{jk_o \phi}; \quad [A.7]$$

les équations A.1 à A.4 deviennent:

$$\nabla \cdot \epsilon \vec{E}_0 = 0 \quad [A.8a]$$

$$\nabla \cdot \mu \vec{H}_0 = 0 \quad [A.8b]$$

$$\nabla \times \vec{E}_0 = jk_0 \mu \vec{H} \quad [A.8c]$$

$$\nabla \times \vec{H}_0 = -jk_0 \epsilon \vec{H} \quad [A.8d]$$

Si la variation temporelle de ϵ et μ est négligée au cours de la propagation (considérant un milieu statique), en substituant \vec{E}_0 dans [A.8a] on trouve:

$$\vec{E}_r \cdot \nabla \phi = 0 \quad [A.9]$$

$$\text{et } \nabla \cdot \vec{E}_r = - \frac{\vec{E}_r \cdot \nabla \epsilon}{\epsilon} = -\vec{E}_r \cdot \nabla \ln \epsilon \quad [A.10]$$

De la même façon, on trouve à l'aide de [A.8b]:

$$\vec{H}_r \cdot \nabla \phi = 0 \quad [A.11]$$

$$\text{et } \nabla \cdot \vec{H}_r = \vec{H}_r \cdot \nabla \ln \mu \quad [A.12]$$

En substituant maintenant \vec{E}_0 dans [A.8c], on aura:

$$\nabla \times \vec{E}_r + jk_0 (\nabla \phi \times \vec{E}_r) = jk_0 \mu \vec{H}_r \quad [A.13]$$

Si \vec{E}_r est réel (c'est le cas lorsque la polarisation est linéaire et invariante), en égalisant isolément les parties réelle et imaginaire de l'expression précédente on découvre que:

$$\vec{H}_r = \frac{\nabla\phi \times \vec{E}_r}{\mu} \quad [A.14]$$

$$\text{et } \nabla \times \vec{E}_r = 0. \quad [A.15]$$

Le résultat [A.15] était prévisible; le rotationnel du champ nul démontre bien l'absence de polarisation elliptique.

De même pour \vec{H}_o , on obtient à l'aide de [8.d]:

$$\vec{E}_r = - \frac{\nabla\phi \times \vec{H}_r}{\epsilon} \quad [A.16]$$

$$\text{et } \nabla \times \vec{H}_r = 0. \quad [A.17]$$

En substituant [A.14] dans [A.15], on aura:

$$\epsilon \vec{E}_r = -\nabla\phi \times \left[\frac{\nabla\phi \times \vec{E}_r}{\mu} \right]. \quad [A.18]$$

Comme dans le cas de l'air $\nabla\mu$ est très près de zéro, on le considère généralement nul; on a alors:

$$\nabla\phi \times \nabla\phi \times \vec{E}_r + \epsilon\mu \vec{E}_r = 0. \quad [A.19]$$

Sachant que $\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = \vec{B} (\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C} (\vec{A} \cdot \vec{B})$, l'équation peut s'écrire:

$$\nabla\phi [\nabla\phi \cdot \vec{E}_r] - \vec{E}_r [\nabla\phi \cdot \nabla\phi] + \epsilon\mu \vec{E}_r = 0 \quad [A.20]$$

Le premier terme étant nul (équation A.9), on obtient l'équation eikonal:

$$|\nabla\phi|^2 = n^2 \quad [A.21]$$

Il est aussi possible d'obtenir le même résultat à partir de l'équation d'onde en milieu isotropique et homogène, soit:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{-\nabla\mu}{\mu} \times (\nabla \times \vec{E}) - \nabla \cdot \left(\frac{\nabla\epsilon}{\epsilon} \cdot \vec{E} \right) \quad [A.22]$$

sans faire l'approximation $\nabla\mu = 0$. Le calcul n'est pas présenté ici. Il est beaucoup plus long et comme il ne s'agissait que d'exposer le principe, on a jugé préférable de dériver l'équation eikonal par une méthode plus directe.

<p>CRDV R-4407/86 (SANS CLASSIFICATION)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. G0A 1R0</p> <p>"Méthode des rayons avec calcul d'intensité appliquée à la propagation "anormale"" par D. Dion</p> <p>Une théorie des rayons permettant le calcul d'une intensité associée à un rayon a été récemment développée au CRDV. Dans ce rapport, on étudie l'applicabilité de cette nouvelle théorie des rayons à la propagation radar. A l'aide de la théorie, on a tenté de caractériser les phénomènes anormaux de propagation causés par la réfractivité dans la troposphère.</p> <p>Ce rapport rappelle la théorie et la validité de cette approche pour l'étude de la propagation radar. Un module informatique a été développé pour calculer la trajectoire de rayons et leur intensité. Considérant le cas d'un conduit de surface simple, les résultats montrent que le calcul de l'intensité est un moyen efficace de détecter et de situer dans l'espace les phénomènes singuliers tels les caustiques et les trous radio.</p>	<p>CRDV R-4407/86 (SANS CLASSIFICATION)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. G0A 1R0</p> <p>"Méthode des rayons avec calcul d'intensité appliquée à la propagation "anormale"" par D. Dion</p> <p>Une théorie des rayons permettant le calcul d'une intensité associée à un rayon a été récemment développée au CRDV. Dans ce rapport, on étudie l'applicabilité de cette nouvelle théorie des rayons à la propagation radar. A l'aide de la théorie, on a tenté de caractériser les phénomènes anormaux de propagation causés par la réfractivité dans la troposphère.</p> <p>Ce rapport rappelle la théorie et la validité de cette approche pour l'étude de la propagation radar. Un module informatique a été développé pour calculer la trajectoire de rayons et leur intensité. Considérant le cas d'un conduit de surface simple, les résultats montrent que le calcul de l'intensité est un moyen efficace de détecter et de situer dans l'espace les phénomènes singuliers tels les caustiques et les trous radio.</p>
<p>CRDV R-4407/86 (SANS CLASSIFICATION)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. G0A 1R0</p> <p>"Méthode des rayons avec calcul d'intensité appliquée à la propagation "anormale"" par D. Dion</p> <p>Une théorie des rayons permettant le calcul d'une intensité associée à un rayon a été récemment développée au CRDV. Dans ce rapport, on étudie l'applicabilité de cette nouvelle théorie des rayons à la propagation radar. A l'aide de la théorie, on a tenté de caractériser les phénomènes anormaux de propagation causés par la réfractivité dans la troposphère.</p> <p>Ce rapport rappelle la théorie et la validité de cette approche pour l'étude de la propagation radar. Un module informatique a été développé pour calculer la trajectoire de rayons et leur intensité. Considérant le cas d'un conduit de surface simple, les résultats montrent que le calcul de l'intensité est un moyen efficace de détecter et de situer dans l'espace les phénomènes singuliers tels les caustiques et les trous radio.</p>	<p>CRDV R-4407/86 (SANS CLASSIFICATION)</p> <p>Bureau - Recherche et Développement, MDN, Canada. CRDV, C.P. 8800, Courcellette, Qué. G0A 1R0</p> <p>"Méthode des rayons avec calcul d'intensité appliquée à la propagation "anormale"" par D. Dion</p> <p>Une théorie des rayons permettant le calcul d'une intensité associée à un rayon a été récemment développée au CRDV. Dans ce rapport, on étudie l'applicabilité de cette nouvelle théorie des rayons à la propagation radar. A l'aide de la théorie, on a tenté de caractériser les phénomènes anormaux de propagation causés par la réfractivité dans la troposphère.</p> <p>Ce rapport rappelle la théorie et la validité de cette approche pour l'étude de la propagation radar. Un module informatique a été développé pour calculer la trajectoire de rayons et leur intensité. Considérant le cas d'un conduit de surface simple, les résultats montrent que le calcul de l'intensité est un moyen efficace de détecter et de situer dans l'espace les phénomènes singuliers tels les caustiques et les trous radio.</p>

DREV R-4407/86 (UNCLASSIFIED)

Research and Development Branch, DND, Canada.
DREV, P.O. Box 8800, Courcellette, Que. G0A 1R0

"A Ray Theory Incorporating Intensity Calculation Applied to Anomalous Propagation"
by D. Dion

A ray-tracing theory incorporating the ray intensity calculation has recently been developed at DREV. In this report, we study the applicability of this new ray theory to radar propagation. Using this theory, we tried to characterize the "anomalous" behavior of the propagation due to the refractivity of the troposphere.

This report summarizes the ray theory and the validity of this approach for the study of radar propagation. A computer model has been developed to calculate ray trajectories and intensities. Considering the case of a simple surface duct, the results have shown that the intensity computation is an effective and powerful way of detecting and locating in space such singular propagation phenomena as caustics and radio holes.

DREV R-4407/86 (UNCLASSIFIED)

Research and Development Branch, DND, Canada.
DREV, P.O. Box 8800, Courcellette, Que. G0A 1R0

"A Ray Theory Incorporating Intensity Calculation Applied to Anomalous Propagation"
by D. Dion

A ray-tracing theory incorporating the ray intensity calculation has recently been developed at DREV. In this report, we study the applicability of this new ray theory to radar propagation. Using this theory, we tried to characterize the "anomalous" behavior of the propagation due to the refractivity of the troposphere.

This report summarizes the ray theory and the validity of this approach for the study of radar propagation. A computer model has been developed to calculate ray trajectories and intensities. Considering the case of a simple surface duct, the results have shown that the intensity computation is an effective and powerful way of detecting and locating in space such singular propagation phenomena as caustics and radio holes.

DREV R-4407/86 (UNCLASSIFIED)

Research and Development Branch, DND, Canada.
DREV, P.O. Box 8800, Courcellette, Que. G0A 1R0

"A Ray Theory Incorporating Intensity Calculation Applied to Anomalous Propagation"
by D. Dion

A ray-tracing theory incorporating the ray intensity calculation has recently been developed at DREV. In this report, we study the applicability of this new ray theory to radar propagation. Using this theory, we tried to characterize the "anomalous" behavior of the propagation due to the refractivity of the troposphere.

This report summarizes the ray theory and the validity of this approach for the study of radar propagation. A computer model has been developed to calculate ray trajectories and intensities. Considering the case of a simple surface duct, the results have shown that the intensity computation is an effective and powerful way of detecting and locating in space such singular propagation phenomena as caustics and radio holes.

DREV R-4407/86 (UNCLASSIFIED)

Research and Development Branch, DND, Canada.
DREV, P.O. Box 8800, Courcellette, Que. G0A 1R0

"A Ray Theory Incorporating Intensity Calculation Applied to Anomalous Propagation"
by D. Dion

A ray-tracing theory incorporating the ray intensity calculation has recently been developed at DREV. In this report, we study the applicability of this new ray theory to radar propagation. Using this theory, we tried to characterize the "anomalous" behavior of the propagation due to the refractivity of the troposphere.

This report summarizes the ray theory and the validity of this approach for the study of radar propagation. A computer model has been developed to calculate ray trajectories and intensities. Considering the case of a simple surface duct, the results have shown that the intensity computation is an effective and powerful way of detecting and locating in space such singular propagation phenomena as caustics and radio holes.

END

D-11C

8-76



AD-A169 553

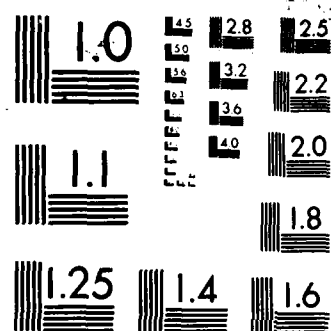
METHODE DES RAYONS AVEC CALCUL D'INTENSITE APPLIQUEE A
LA PROPAGATION ANO (U) DEFENCE RESEARCH ESTABLISHMENT
VALCARTIER (QUEBEC) D DION JUN 86 DREV-4487/86

UNCLASSIFIED

F/G 28/14

NL





MICROCOPY RESOLUTION TEST CHART
NATIONAL BUREAU OF STANDARDS-1963-A

SUPPLEMENTARY

INFORMATION

AD-A169553
DREV R-4407/86
FILE: 3632D-005
JUNE 1986

UNCLASSIFIED

CRDV R-4407/86
DOSSIER: 3632D-005
JUIN 1986

MÉTHODE DES RAYONS AVEC CALCUL D'INTENSITÉ
APPLIQUÉE À LA PROPAGATION "ANORMALE"

par

D. Dion

CORRIGENDUM - ERRATA

Les équations et le texte ci-joints remplacent ceux qui apparaissent dans le CRDV R-4407/86. Ils sont imprimés sur du papier qui devient adhésif lorsqu'il est mouillé.

The attached equations and text supersede those appearing in DREV R-4407/86. They have been printed on paper that is adhesive when wet.

Québec, Canada

November/novembre 1986

SANS CLASSIFICATION

ERRATA

Page 3: L'équation [2.1] doit être remplacée par:

$$(\nabla\phi(x, y, z))^2 = n^2(x, y, z) \quad [2.1]$$

et l'équation [2.2] par:

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{\nabla\phi}{|\nabla\phi|} = \frac{\nabla\phi}{n} = \vec{\rho}_s \quad [2.2]$$

Page 5: Le troisième paragraphe doit être remplacé par:

On montre dans la réf. 4 que l'intensité le long d'un rayon obéit à la relation:

$$I(\phi) \propto \frac{1}{n(\vec{a} \times \vec{b}) \cdot \vec{\rho}} \bigg|_{\phi} \quad [2.8]$$

En pratique, lorsque les rayons se croisent, à la suite d'une réflexion ou en traversant une caustique, \vec{a} ou \vec{b} changeront de direction, donc de signe. On assiste en fait à un renversement de l'onde sur elle-même. Bien entendu, afin d'éviter d'obtenir des intensités négatives, il est nécessaire de considérer dans les calculs la valeur absolue de l'expression [2.8].

Page 10: On doit remplacer le premier paragraphe par:

Le gain en amplitude résultant variera ainsi entre 0 et $\sum A_i$; ce qui correspond à un gain en intensité allant de 0 à $(\sum A_i)^2$. Lorsqu'un rayon traverse une caustique, on s'aperçoit qu'il est tourné sur lui-même. Ceci est indiqué dans notre modèle par le changement d'orientation des vecteurs \vec{a} ou \vec{b} . On assisterait donc à un déphasage de $\pi/2$. Les références 2 et 5 prédisent en effet ce déphasage. Il est à remarquer que ce phénomène est en quelque sorte aussi observé lors de la réflexion d'une onde électromagnétique à polarisation verticale.

Page 20: A la fin de la première phrase, on doit lire au lieu de "...
longueur optique Θ_i .

longueur optique ϕ_i .

Page 24: Sur le graphique de la figure 3, on doit:

1) remplacer -0,04 N/km par:

-40 N/km

2) remplacer -0,5 N/km par:

-500 N/km

Page 42: Au milieu de la page, on doit remplacer "En substituant
[A.14] dans [A.15], on aura:"
par:

En substituant [A.14] dans [A.16], on aura:

Page 43: On doit remplacer le début du dernier paragraphe par:

Il est aussi possible d'obtenir le même résultat à partir de
l'équation d'onde en milieu isotropique, soit:

END

3-87

DTIC